

Untersuchung magnetischer Übergänge  
im Kern  $^{32}\text{S}$   
durch inelastische Elektronenstreuung bei  $180^\circ$   
am S-DALINAC

**Frank Hofmann**

Diplomarbeit

*Institut für Kernphysik  
Technische Universität Darmstadt*

Oktober 1997

## Zusammenfassung

Im Sommer 1996 wurde der Kern  $^{32}\text{S}$  mit inelastischer Elektronenstreuung unter  $\Theta = 180^\circ$  am supraleitenden Linearbeschleuniger S-DALINAC untersucht. Dazu wurden drei Spektren im Anregungsenergiebereich von 4 MeV bis 14 MeV bei Elektroneneinschubenergien von  $E_0=42.2$  MeV, 66.4 MeV und 82.2 MeV mit einer Energieauflösung von  $\Delta E/E \simeq 1.3 \times 10^{-3}$  aufgenommen. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte eine vollständige Auswertung der Daten und für die stärksten magnetischen Dipolübergänge ein Vergleich mit Ergebnissen von Schalenmodellrechnungen. Im  $180^\circ$ -Betrieb ist die Raumwinkelakzeptanz abhängig von der relativen Impulsablage im Spektrometer. Dieser Effekt wurde in der Analyse erstmals berücksichtigt, so daß im Gegensatz zu früheren Experimenten die komplette Impuls- [-9%,11%] und Raumwinkelakzeptanz (ca. 7 msr) zugelassen werden konnte.

In der vorliegenden Arbeit wurden die B(M1)- und B(M2)-Stärkeverteilungen bis 14 MeV ermittelt. Die extrahierte B(M1)-Verteilung wurde mit Ergebnissen von Schalenmodellrechnungen unter Verwendung der USD-Wechselwirkung verglichen. Die Energien aller beobachteten  $1^+$ -Niveaus stimmen auf etwa 100 keV mit den berechneten Energien überein. Die Ergebnisse der Messung für die vier prominentesten M1-Anregungen wurden außerdem mit Schalenmodellrechnungen unter Verwendung störungstheoretisch berechneter effektiver  $g$ -Faktoren nach Towner und Khanna und empirischer effektiver  $g$ -Faktoren nach Brown und Wildenthal verglichen. Dabei konnte gezeigt werden, daß Schalenmodellrechnungen mit empirischen  $g$ -Faktoren die Übergangsstärken gut beschreiben, wenn für die nahe beieinanderliegenden Übergänge bei 11.13 MeV und 11.63 MeV nur die Summe betrachtet wird. Der störungstheoretische Ansatz überschätzt die Übergangsstärken um etwa 20%. Erstmals standen hierbei auch Absolutrechnungen zur Verfügung, die eine Korrektur des Formfaktorverlaufs durch Rumpf-Polarisation, Mesonenaustauschströme und  $\Delta$ -Isobar-Anregungen berücksichtigen. Durch Vergleich mit den experimentellen Formfaktorverläufen konnte jedoch gezeigt werden, daß die berechneten Formfaktoren die experimentellen Daten in der Regel nur in einem Impulsübertragungsbereich bis ca.  $0.5 \text{ fm}^{-1}$  gut beschreiben; darüber sind die Korrekturen am Formfaktorverlauf zu stark. Auch liegen die durch dieses Modell berechneten Übergangsstärken systematisch zu hoch. Der Vergleich mit analogen Gamow-Teller Übergangsstärken liefert für diese vier Übergänge ein Verhältnis  $R(\text{M1/GT}) = 0.95 \pm 0.14$ , während Rechnungen mit empirischen effektiven  $g$ -Faktoren  $R(\text{M1/GT}) = 1.30$  und Rechnungen mit störungstheoretisch bestimmten  $g$ -Faktoren  $R(\text{M1/GT}) = 1.27$  vorhersagen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Elektronenstreuung . . . . .	3
2.2	Schalenmodellrechnungen . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Experiment</b>	<b>14</b>
3.1	Der S-DALINAC . . . . .	14
3.2	Das QClam-Spektrometer . . . . .	15
3.3	Das 180°-System . . . . .	15
3.4	Durchführung des Experiments . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Analyse der Daten</b>	<b>19</b>
4.1	Erzeugung der Spektren . . . . .	19
4.2	Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren . . . . .	25
4.3	Fehlerdiskussion . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>30</b>
5.1	Formfaktoren . . . . .	30
5.2	Übergangsstärken . . . . .	35
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>47</b>
<b>A</b>	<b>Tabelle der Wirkungsquerschnitte</b>	<b>49</b>
<b>B</b>	<b>Tabelle der Übergangsstärken</b>	<b>54</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>57</b>



# 1 Einleitung

Die Untersuchung elektromagnetischer Übergänge in Atomkernen mit Hilfe inelastischer Elektronenstreuung spielt eine bedeutende Rolle in der Kernphysik. Am Institut für Kernphysik der TU-Darmstadt gibt es seit 1990 den supraleitenden Linearbeschleuniger S-DALINAC [1, 2]. Dort stehen ein Energieverlustspektrometer [3, 4] für hochauflösende  $(e, e')$ -Experimente bis zu Streuwinkeln von  $165^\circ$  und ein QClam-Magnetspektrometer zur Verfügung, das aus einem Quadrupolmagneten zur Fokussierung in horizontaler Richtung und einem Dipolmagneten mit Dispersion in vertikaler Richtung zur Bestimmung des Elektronenimpulses besteht. Am Meßplatz des QClam-Spektrometers sind  $(e, e')$ -Experimente unter Vor- [5] und Rückwärtswinkeln mit sehr großer Impuls- und Raumwinkelakzeptanz und  $(e, e'x)$ -Koinzidenzexperimente [6] möglich. Mit Hilfe eines speziellen Magnetsystems können dort auch Elektronenstreuexperimente unter  $180^\circ$  durchgeführt werden [7] – [10].

Ziel der Experimente mit dem  $180^\circ$ -System ist die Untersuchung magnetischer Kernanregungen niedriger Multipolarität. Die magnetischen Eigenschaften des Kerns werden durch Konvektions- und Spinströme der Nukleonen hervorgerufen. Die Bestimmung der Anregungsenergien und der Übergangsstärken als Funktion des Impulsübertrags liefert wichtige Informationen zum Verständnis dieser Konvektions- und Spinströme. Sie ermöglicht außerdem eine Untersuchung der Rolle nichtnuklearer Freiheitsgrade wie Mesonenaustauschströme und  $\Delta$ -Isobar-Anregungen, die auch zur magnetischen Übergangsstärke beitragen [11]. Allerdings sind diese Anteile an der Gesamtstärke klein; ihre Separation ist daher schwierig, wenn man von den leichtesten Kernen absieht.

Für Kerne in der  $sd$ -Schale existieren Schalenmodellrechnungen, die den gesamten Konfigurationsraum der  $(1s0d)$ -Orbitale in der Beschreibung von M1-Übergängen berücksichtigen. Es zeigt sich allerdings, daß Rechnungen mit freien  $g$ -Faktoren die Stärken der Übergänge systematisch überschätzen. Dieser Effekt, der als Quenching bezeichnet wird, läßt sich zum größten Teil durch Beiträge aus der Anregung analoger Orbitale mit höherer Radialquantenzahl ( $2s1d$ , etc.) und teilweise mit nichtnuklearen Anteilen des M1-Operators erklären. Von besonderem Interesse für diese Fragestellung ist die Untersuchung von Kernen mit gleicher Protonen- und Neutronenzahl in der  $sd$ -Schale. Diese erlaubt einen direkten Vergleich mit Gamow-Teller Übergangsstärken, die man durch Studium des  $\beta$ -Zerfalls und von Ladungsaustauschreaktionen gewinnen kann. Die Matrixelemente für Gamow-Teller Übergänge beinhalten weder Beiträge von vektoriellem Mesonenaustauschströmen noch Bahnanteile. Untersuchungen der totalen M1- und Gamow-Teller Anregungswahrscheinlichkeiten in  $^{24}\text{Mg}$  [12] und  $^{28}\text{Si}$  [13] lieferten eindeutige Hinweise auf eine Erhöhung der B(M1)-Stärke durch Mesonenaustauschströme. In  $^{32}\text{S}$  ist die Lage weniger klar, denn bisherige Daten aus Elektronenstreuexperimenten [14, 15] zeigen starke Abweichungen voneinander,

so daß gerade für einige der stärksten Übergänge die extrahierten  $B(M1)$ -Werte um einen Faktor zwei voneinander abweichen.

Eine weitere Motivation für die Untersuchung von  $^{32}\text{S}$  war die Existenz eines  $\ell$ -verbotenen Übergangs ( $1s_{1/2}^{-1} \rightarrow 0d_{3/2}$ ) in einen Zustand bei 7.00 MeV [16]. Bei  $\ell$ -verbotenen Übergängen ändert ein Nukleon die Bahndrehimpulsquantenzahl um zwei Einheiten und führt gleichzeitig einen Spinflip durch. Der ( $1s_{1/2}^{-1} \rightarrow 0d_{3/2}$ )-Übergang ändert außerdem noch seine Radialquantenzahl. Da der  $M1$ -Operator keine Radialabhängigkeit besitzt, ist ein solcher Übergang nicht erlaubt. Spin- und Bahnanteile, die im allgemeinen dominieren, sind daher stark unterdrückt und von vergleichbarer Größe wie die nichtnuklearen Beiträge der Wechselwirkung. Sie sind daher besonders empfindlich auf diese Anteile, insbesondere auf den Beitrag der virtuell angeregten  $\Delta$ -Resonanz. Eine ausführliche Diskussion des  $\ell$ -verbotenen Übergangs findet sich in [16].

Bei den am S-DALINAC durchgeführten Messungen konnten erstmals Untersuchungen bei Impulsüberträgen  $q > 0.6 \text{ fm}^{-1}$  durchgeführt werden. Diese erlauben anhand der Formfaktoren einen empfindlichen Test von Modellen zur  $q$ -Abhängigkeit der wichtigsten Beiträge zum Quenching der  $M1$ -Stärke. Darüberhinaus liefern die Experimente Informationen über die  $M2$ -Stärkeverteilung, deren theoretische Interpretation ein noch weitgehend ungelöstes Problem darstellt.

Die Arbeit gliedert sich in sechs Kapitel. Das zweite Kapitel vermittelt die zum Verständnis der Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen. Das dritte Kapitel stellt kurz das Experiment dar, auf das sich diese Arbeit bezieht. Im vierten und fünften Kapitel werden die Analyse der Daten und eine Diskussion der Ergebnisse dargestellt. Die Arbeit schließt mit einem Ausblick auf zukünftige Experimente.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Elektronenstreuung

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Beziehungen der Elektronenstreuung unter besonderer Berücksichtigung von Streuexperimenten unter  $180^\circ$  vorgestellt. Ausführliche Darstellungen finden sich in [17] – [20].

Die Streuung von Elektronen an einem Kern kann durch den Austausch virtueller Photonen beschrieben werden. Dabei wird der Impuls  $\vec{q} = \vec{p}_0 - \vec{p}_f$  und die Energie  $\hbar\omega$  auf den Kern übertragen. Für leichte Kerne stellt die Beschreibung durch den Austausch eines einzelnen Photons eine gute Näherung des Elektronenstreuungsprozesses dar. Sie erlaubt eine Behandlung in der Diracschen Störungstheorie erster Ordnung. Der Mehr-Photonenaustausch wird durch Terme höherer Ordnung der Feinstrukturkonstante  $\alpha$  beschrieben und ist für Kerne mit  $Z\alpha \ll 1$  vernachlässigbar. In der Näherung des Ein-Photonenaustausches berechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{1}{4\pi^2(\hbar c)^2} E_0 E_f \left(\frac{p_f}{p_0}\right) \frac{(2J_f + 1)}{(2J_0 + 1)} f_{rec} |\langle\psi_f|H|\psi_0\rangle|^2. \quad (2.1)$$

Hierbei sind

$E_0, p_0$	Energie und Impuls des einfallenden Elektrons,
$E_f, p_f$	Energie und Impuls des gestreuten Elektrons,
$J_0$	Gesamtdrehimpuls des Kerns vor der Streuung,
$J_f$	Gesamtdrehimpuls des Kerns nach der Streuung,
$H$	Hamiltonoperator der Wechselwirkung
$f_{rec}$	$= \left(1 + \frac{2E_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{Mc^2}\right)^{-1}$ Rückstoßfaktor
$\theta$	Streuwinkel und
$M$	Kernmasse.

Dabei berücksichtigt der Hamiltonoperator [21]

$$H = \frac{1}{c} \int A_\mu(\vec{r}) j^\mu(\vec{r}) d^3r \quad (2.2)$$

die elektromagnetische Wechselwirkung des Strahlungsfeldes eines virtuellen Photons  $A_\mu(\vec{r}) = (\phi(\vec{r}), \vec{A}(\vec{r}))$  mit der Vierer-Übergangstromdichte des Kerns  $j^\mu(\vec{r}) = (c\rho(\vec{r}), \vec{j}(\vec{r}))$ . Diese setzt sich aus der Übergangsladungsdichte  $\rho(\vec{r})$  und der Übergangstromdichte  $\vec{j}(\vec{r})$  zusammen, die Anteile aus einer Konvektionsstromdichte  $\vec{j}_c(\vec{r})$  und einer Spinstromdichte  $\vec{j}_s(\vec{r})$  enthält.

Die Aufteilung der Vierer-Übergangstromdichte in eine Übergangsladungsdichte und eine Dreier-Übergangstromdichte erlaubt eine analoge Aufspaltung des Hamiltonoperators. Dabei entspricht der Anteil der Wechselwirkung mit der Übergangsladungsdichte dem Austausch eines longitudinal polarisierten Photons und der Anteil mit der Dreier-Übergangstromdichte dem Austausch eines transversal polarisierten Photons

$$H = H_L + H_T , \quad (2.3)$$

$$H_L = \int \rho(\vec{r})\phi(\vec{r})d^3r , \quad (2.4)$$

$$H_T = -\frac{1}{c} \int \left[ \vec{j}_c(\vec{r})\vec{A}(\vec{r}) + \vec{\mu}_s(\vec{r})\vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}) \right] d^3r . \quad (2.5)$$

In der PWBA-Näherung (PWBA: Plane Wave Born Approximation) wird die Wellenfunktion des Elektrons durch eine Überlagerung ebener Wellen beschrieben. Das Strahlungsfeld des Photons hat dadurch auch die Form einer ebenen Welle,

$$A_\mu(\vec{r}) \propto e^{i\vec{q}\vec{r}} . \quad (2.6)$$

Dies ermöglicht eine Entwicklung des Hamiltonoperators nach Multipolen. Durch eine Fourier-Bessel-Transformation ergeben sich dann die folgenden Übergangoperatoren

$$M(C\lambda, q) = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int J_\lambda(qr)Y_{\lambda\mu}(\hat{r})\rho(\vec{r}) d^3r, \quad (2.7)$$

für den longitudinalen Anteil und

$$M(E\lambda, q) = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^{\lambda+1}} \int \left[ \left( \vec{\nabla} \times J_\lambda(qr)\vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \right) \vec{j}_c(\vec{r}) + q^2 J_\lambda(qr)\vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r})\vec{\mu}_s(\vec{r}) \right] d^3r, \quad (2.8)$$

$$M(M\lambda, q) = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int \left[ J_\lambda(qr)\vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r})\vec{j}_c(\vec{r}) + \left( \vec{\nabla} \times J_\lambda(qr)\vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \right) \vec{\mu}_s(\vec{r}) \right] d^3r \quad (2.9)$$

für den transversalen Anteil.

Die Größen  $M(C\lambda, q)$ ,  $M(E\lambda, q)$  und  $M(M\lambda, q)$  sind longitudinal elektrische, transversal elektrische und magnetische Übergangoperatoren. Hierbei sind  $Y_{\lambda\mu}(\hat{r})$

Kugelflächenfunktionen,  $\vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r})$  Vektorkugelflächenfunktionen,  $J_\lambda(qr)$  sphärische Besselfunktionen gemäß [22] und

$$q = \frac{\sqrt{2E_0(E_0 - E_x)(1 - \cos \theta) + E_x^2}}{\hbar c} \quad (2.10)$$

der Impulsübertrag des Elektrons auf den Atomkern.

Wegen der Erhaltung des Drehimpulses und der Parität des Gesamtsystems Elektron-Kern ergeben sich folgende Auswahlregeln für elektrische und magnetische Kernanregungen

$$|J_0 - J_f| \leq \lambda \leq J_0 + J_f \quad (2.11)$$

für den Drehimpuls und

$$\pi_0 \pi_f = (-1)^\lambda \quad (2.12)$$

$$\pi_0 \pi_f = (-1)^{\lambda+1} \quad (2.13)$$

für die Parität eines elektrischen oder magnetischen Übergangs.

Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Kern  $^{32}\text{S}$  hat wegen der geraden Anzahl an Neutronen und Protonen einen Grundzustandsspin von  $J^\pi = 0^+$ . Für solche Kerne treten nach Gl. (2.11) - (2.13) entweder rein elektrische oder rein magnetische Übergänge definierter Multipolarität auf.

In der PWBA berechnen sich die Formfaktoren  $F$  aus den Matrixelementen der Übergangsoperatoren nach Gl. (2.7) - (2.9):

$$F(C\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_0 + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \langle \psi_f | M(C\lambda, q) | \psi_0 \rangle \quad (2.14)$$

$$F(E\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_0 + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \sqrt{\frac{\lambda + 1}{\lambda}} \langle \psi_f | M(E\lambda, q) | \psi_0 \rangle \quad (2.15)$$

$$F(M\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_0 + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \sqrt{\frac{\lambda + 1}{\lambda}} \langle \psi_f | M(M\lambda, q) | \psi_0 \rangle \quad (2.16)$$

Hierbei sind

$\Psi_0, \Psi_f$  Wellenfunktion des Grundzustands und des angeregten Zustands,  
 $J_0$  Spin des Grundzustands.

Die Formfaktoren werden experimentell aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten bestimmt. Da der Hamiltonoperator sich in einen longitudinalen und einen transversalen Anteil aufspalten läßt (vgl. Gl. (2.4, 2.5)), lassen sich auch die Wirkungsquerschnitte aufspalten in

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{L\lambda} = \left(\frac{Ze^2}{E_0}\right)^2 f_{rec} V_L |F(C\lambda, q)|^2 \quad (2.17)$$

und

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{T\lambda} = \left(\frac{Ze^2}{E_0}\right)^2 f_{rec} V_T [|F(E\lambda, q)|^2 + |F(M\lambda, q)|^2]. \quad (2.18)$$

Die Größen  $V_L$  und  $V_T$  sind Funktionen, die nur von der Kinematik des Experiments abhängen,

$$V_L = \frac{(1 + \cos \theta)}{2(y - \cos \theta)^2} \quad (2.19)$$

und

$$V_T = \frac{2y + 1 - \cos \theta}{4(y - \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \quad (2.20)$$

mit

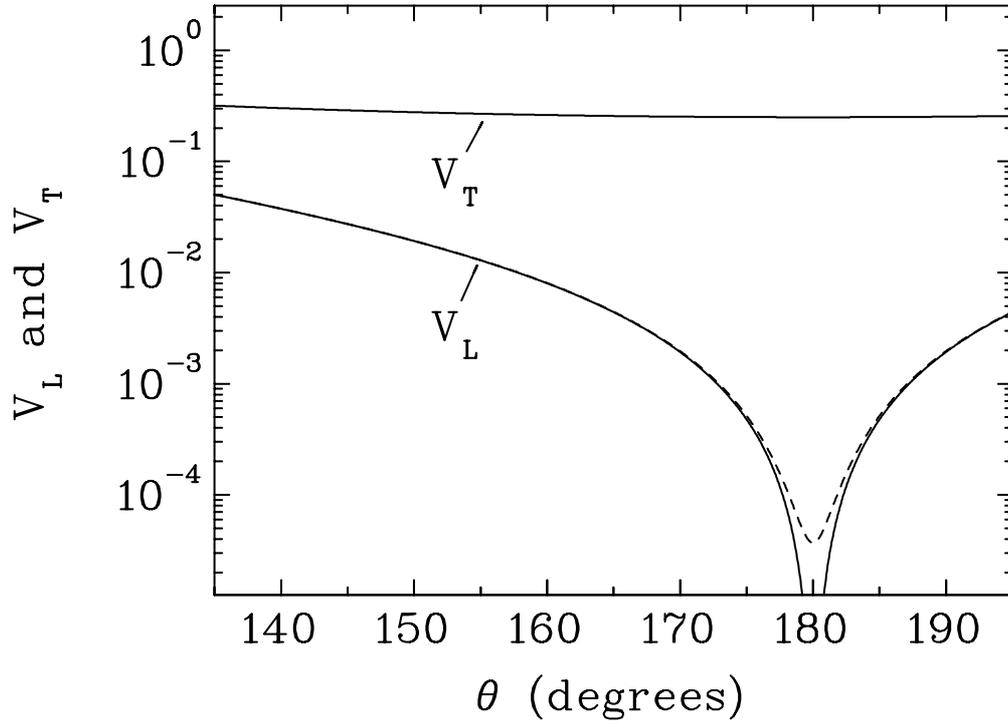
$$y = 1 + \frac{E_x^2}{2E_0(E_0 - E_x)}. \quad (2.21)$$

In den Gl. (2.19) und (2.20) wurde die Elektronenmasse vernachlässigt. Dies ist gerechtfertigt für  $V_T$  bzw.  $V_L \gg (m_0c^2/E_0)^2$ . In Abb. 2.1 sind als Beispiel die kinematischen Faktoren für  $E_0=42.2$  MeV und elastischer Streuung über die Streuwinkel  $\theta$  mit und ohne Vernachlässigung der Elektronenmasse aufgetragen.

Betrachtet man den longitudinalen kinematischen Faktor  $V_L$  für  $\theta \rightarrow 180^\circ$ , so stellt man fest, daß der longitudinale um mehrere Größenordnungen abfällt. Dadurch sinkt auch der Wirkungsquerschnitt  $(d\sigma/d\Omega)_{L\lambda}$  entsprechend. Durch das Unterdrücken der longitudinalen Komponente wird man insbesondere in Bereichen hoher Niveaudichten sensitiver auf transversal elektrische und magnetische Übergänge.

Bei Berücksichtigung der Elektronenmasse ergibt sich für den in Abbildung 2.1 dargestellten kinematischen Faktor folgender Ausdruck

$$V_L = \frac{(1 + \cos \theta + (m_0c^2/E_0)^2(1 - \cos \theta))}{2(1 - \cos \theta)^2}. \quad (2.22)$$



**Abb. 2.1:** Die Kurven repräsentieren den Verlauf der longitudinalen und transversalen kinematischen Faktoren (Gl. 2.19-2.22) für eine Einschussenergie von  $E_0 = 42.2$  MeV und für elastische Streuung. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf unter Vernachlässigung der Ruhemasse des gestreuten Elektrons, die gestrichelte mit Berücksichtigung der Ruhemasse. Bei Berücksichtigung der Elektronenmasse ist der longitudinale kinematische Faktor von Null verschieden.

Eine Berücksichtigung der Elektronenmasse führt bei  $\theta = 180^\circ$  zu einem kleinen, von Null verschiedenen Wert.

Die starke Unterdrückung longitudinaler Anregungen bei  $\theta = 180^\circ$  läßt sich folgendermaßen veranschaulichen: Wenn die kinetische Energie groß gegenüber der Ruhemasse des Elektrons ist, dann ist die Helizität

$$h = \frac{\vec{p} \cdot \vec{s}}{|\vec{p}||\vec{s}|} \quad (2.23)$$

näherungsweise eine Erhaltungsgröße. Bei einer Umkehrung der Impulsrichtung  $\vec{p}$  des Elektrons muß daher auch der Spin  $\vec{s}$  die Richtung ändern. Für longitudinal polarisierte Photonen ist der elektrische Feldvektor parallel zur Ausbreitungsrichtung  $\vec{z}$ . Der Spin steht senkrecht zum elektrischen Feldvektor, seine  $z$ -Komponente ist daher Null. Damit können longitudinal polarisierte Photonen auch keinen Spinflip bewirken.

Für Kerne mit Grundzustandsspin  $J^\pi = 0^+$  wie für  $^{32}\text{S}$  wird auch die elastische Streuung bei  $180^\circ$  stark unterdrückt. Ohne Energieaufnahme kann kein Spinflip stattfinden. Deswegen verschwindet die transversale Komponente des elastischen Formfaktors. Elektronen, die im Target Bremsstrahlverluste oder Vielfachstreuung erleiden, tragen zum Untergrund bei. Diesen Anteil des Untergrundes bezeichnet man auch als Strahlenschwanz (vgl. Kap. 4.2). Für Elektronenstreuung resultiert der Hauptbeitrag zum Strahlenschwanz durch elastisch gestreute Elektronen. Da die elastische Streuung von Elektronen nahe  $180^\circ$  um mehrere Größenordnungen kleiner ist als unter Vorwärtswinkeln, ist auch der Strahlenschwanz der elastischen Streuung kleiner. Dadurch verbessert sich das Peak-zu-Untergrundverhältnis bei der  $180^\circ$ -Streuung erheblich.

Ein Vergleich der Rolle transversal elektrischer Anteile unter  $180^\circ$  erlaubt folgende Abschätzung: Die longitudinalen Beiträge zur Übergangsstärke sind stark unterdrückt. Vergleicht man in einem unabhängigen Teilchenmodell [23] einen elektrischen Übergang mit einem magnetischen, nimmt gleiche Spins für den Anfangs- und Endzustand und gleiche Übergangsradien für die beiden Übergänge an, so kann man zeigen, daß unter  $180^\circ$  der magnetische Anteil etwa eine Größenordnung gegenüber dem transversal elektrischen dominiert, sofern  $E_x \ll E_0$  ist [24, 25].

Aus den Formfaktoren lassen sich die Übergangsstärken berechnen. Sie sind durch das Betragsquadrat der Matrixelemente der in Gl. (2.7)–(2.9) angegebenen Übergangsoperatoren definiert:

$$B(X\lambda, q) \uparrow = \frac{1}{2J_0 + 1} |\langle \psi_f | M(X\lambda, q) | \psi_0 \rangle|^2, \quad (2.24)$$

wobei  $X$  je nach verwendetem Übergangsoperator eine Abkürzung für  $C$ ,  $E$  oder  $M$  ist.

Um die Messungen mit Ergebnissen aus anderen spektroskopischen Untersuchungen, wie z.B. Kernresonanzfluoreszenz oder Lebensdauermessungen vergleichen zu können, extrapoliert man die reduzierten Übergangsstärken zum Photonenpunkt ( $q = E_x/(\hbar c)$ ). Ist  $qr \lesssim 1$  (vgl. Gl. (2.7)–(2.9)), so kann man diese Operatoren mit Hilfe der Besselfunktion nach Potenzen von  $qr$  entwickeln, in reduzierte Übergangsstärken umrechnen und die reduzierten Übergangsstärken zum Photonenpunkt extrapolieren. Die Entwicklung für die magnetischen reduzierten Übergangsstärken läßt sich schreiben als

$$\sqrt{B(M\lambda, q)} = \sqrt{B(M\lambda, 0)} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \frac{2l + \lambda + 1}{\lambda + 1} C_l^\lambda q^{2l} R_{lr}^{2l} \quad (2.25)$$

mit

$$C_l^\lambda = \frac{(2\lambda + 1)!!}{2^l \cdot l!(2(\lambda + l) + 1)!!}. \quad (2.26)$$

Die Größen  $R_{tr}^{2l}$  werden als Übergangsradien bezeichnet. Sie liegen für alle Multipolaritäten in der Größenordnung des Kernradius. Für magnetische Dipolübergänge ( $\lambda = 1$ ) besitzen sie die Form

$$R_{tr}^{2l} = \frac{l}{l+1} \left[ \frac{I_1^{2l} + M_1^{2l}}{I_1 + M_1} \right] \quad (2.27)$$

mit

$$I_\lambda^{2l} = \int j_c(r, \lambda) r^{2l+2} dr \quad (2.28)$$

$$M_\lambda^{2l} = \int \mu_s(r, \lambda) r^{2l+2} dr \quad (2.29)$$

Die Größen  $I_1^{2l}$  und  $M_1^{2l}$  beschreiben die radialen Momente des Konvektionsstroms und der Magnetisierungsdichte,  $j_c(r, \lambda)$  und  $\mu_s(r, \lambda)$  sind die entsprechenden Anteile der Übergangsdichten nach einer Multipolentfaltung.

In den obengenannten Ausführungen wurden Elektronen als ebene Wellen beschrieben. Durch die positive Ladung des Kerns sind jedoch die Wellenfunktionen der Elektronen in Kernnähe verzerrt. Der effektive Impulsübertrag ist daher größer als in Gl. (2.10) angegeben. Unter Annahme eines sphärisch symmetrischen Kerns kann man den effektiven Impulsübertrag  $q_{eff}$  ausrechnen

$$q_{eff} = q \left( 1 + \frac{3Z\hbar c\alpha}{2E_0 R} \right). \quad (2.30)$$

Hierbei ist  $R$  der Ladungsradius des Kerns.

Eine genauere Beschreibung wird durch eine DWBA-Analyse (Distorted Wave Born Approximation) geliefert. In der DWBA wird die Deformation der Wellenfunktion des Elektrons aufgrund der Coulomb-Kraft zwischen Elektron und Kern berücksichtigt. Die Übergangsdichten werden durch mikroskopische Modelle, z. B. im Rahmen von Schalenmodellrechnungen, bestimmt. Die dazugehörigen Übergangsstärken werden durch DWBA-Programme berechnet und anschließend mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Man kann nun aber, ausgehend von den aus dem Schalenmodell bestimmten Übergangsdichten, die Übergangsstärke auch in PWBA-Näherung bestimmen. Bildet

man das Verhältnis aus der DWBA- zur PWBA-Rechnung, so erhält man folgende Korrekturfaktoren:

$$f_C = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{PWBA}} \quad (2.31)$$

Sie ermöglichen es, die gemessenen Übergangsstärken mit nur sehr geringer Modellabhängigkeit auf PWBA-Übergangsstärken zu transformieren. Diese lassen sich dann mit Hilfe von Gl. (2.25) zum Photonenpunkt extrapolieren.

## 2.2 Schalenmodellrechnungen

Der Hamiltonoperator für den Kern läßt sich darstellen als die Summe der kinetischen Energien  $T_k$  aller Teilchen und aller Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen  $W_{kl}$  zwischen den Teilchen. Für dieses Vielteilchenproblem kann keine analytische Lösung berechnet werden. Durch Einführung eines mittleren Kernpotentials  $U_k$  läßt sich der Hamiltonoperator in einen ungestörten Anteil  $H_0$  und einer Restwechselwirkung  $V_R$  zerlegen

$$H = \sum_{k=1}^A [T_k + U_k] + \left[ \sum_{l,k=1}^A W_{kl} - \sum_{k=1}^A U_k \right] = H_0 + V_R. \quad (2.32)$$

Der Term  $H_0$  beschreibt die Bewegung freier Nukleonen in einem mittleren Kernpotential. Die Restwechselwirkung  $V_R$  berücksichtigt die verbleibende Zweiteilchen-Wechselwirkung, die nicht durch das mittlere Kernpotential beschrieben werden kann. Die Vielteilchenwellenfunktion der einzelnen Zustände ist eine Eigenfunktion des Gesamthamiltonoperators und wird durch Lösen der Schrödingergleichung bestimmt.

Da die Dimension des Konfigurationsraums mit der Anzahl der berücksichtigten Nukleonen und Zustände wächst, wird der Modellraum für Kerne wie das hier untersuchte Nuklid  $^{32}\text{S}$  auf die  $sd$ -Schale, die aber vollständig berücksichtigt werden kann, eingeschränkt. Die Rechnungen basieren auf der Vorgabe eines inaktiven  $^{16}\text{O}$ -Rumpfes, so daß acht Protonen und acht Neutronen auf die  $(0d_{3/2}, 1s_{1/2}, 0d_{5/2})$ -Orbitale verteilt werden.

Das mittlere Kernpotential wird durch ein Oszillatorpotential und einen Term, der die Spin-Bahn-Kopplung beschreibt, approximiert. Die Restwechselwirkung wird nach Zweiteilchen-Matrixelementen entwickelt, die im Rahmen der empirischen USD-Wechselwirkung (Unified SD-shell,[26]) durch Anpassung an eine Vielzahl gemessener Energieniveaus von Kernen in der  $sd$ -Schale ermittelt werden.

Für die Berechnung der Übergangsstärken wird dann das Matrixelement nach Gl. (2.24) gebildet. Der M1-Übergangsoperator läßt sich in Analogie zu Gl. (2.9) in einen Bahnanteil und einen Spinanteil zerlegen

$$M_{M1} = g_L^{free} L + g_S^{free} S. \quad (2.33)$$

Hierbei ist  $L$  der Bahndrehimpulsoperator und  $S$  der Spinoperator. Der Bahnanteil entspricht der in Gl. (2.9) beschriebenen Wechselwirkung mit der Konvektionsstromdichte und der Spinanteil der Wechselwirkung mit der Spinstromdichte. Die Größen  $g_L^{free}$  und  $g_S^{free}$  sind die entsprechenden  $g$ -Faktoren. Sie lassen sich wegen der Isospinsymmetrie durch eine Linearkombination der  $g$ -Faktoren von Protonen und Neutronen  $g_S(\pi) = 5.586$  und  $g_S(\nu) = -3.826$  für den Spin und  $g_L(\pi) = 1$  und  $g_L(\nu) = 0$  für den Bahnanteil darstellen. Man erhält

$$g_L^{free}(IV) = \frac{g_L(\pi) - g_L(\nu)}{2} = 0.5 \quad (2.34)$$

$$g_S^{free}(IV) = \frac{g_S(\pi) - g_S(\nu)}{2} = 4.71 \quad (2.35)$$

für die isovektorielle Komponente und

$$g_L^{free}(IS) = \frac{g_L(\pi) + g_L(\nu)}{2} = 0.5 \quad (2.36)$$

$$g_S^{free}(IS) = \frac{g_S(\pi) + g_S(\nu)}{2} = 0.88 \quad (2.37)$$

für die isoskalare Komponente.

Da die  $g$ -Faktoren quadratisch in die Übergangsstärke eingehen, ist der Spinanteil isoskalarer M1-Übergänge stark unterdrückt. Weil die untersuchten M1-Übergänge im allgemeinen vom Spinanteil dominiert werden, sind die isoskalaren M1-Übergänge normalerweise sehr schwach und dementsprechend schwer nachzuweisen.

Ein Vergleich gemessener Übergangsstärken mit Schalenmodellergebnissen zeigt eine systematische Diskrepanz. Die Übergangsstärken werden bei Verwendung der freien  $g$ -Faktoren überschätzt, daher bezeichnet man diesen Effekt als Quenching. Die Ursache liegt zum einen darin begründet, daß die Schalenmodellrechnung nur einen auf die  $sd$ -Schale begrenzten Konfigurationsraum benutzt. Beimischungen außerhalb der  $sd$ -Schale, die einer Rumpfpolarisation entsprechen, werden vernachlässigt. Außerdem werden durch Gl. (2.33) keine nichtnuklearen Freiheitsgrade wie der Austausch von Mesonen und die virtuelle Anregungen der  $\Delta$ -Isobar

Resonanz (1232 MeV) berücksichtigt. Um das Quenching zu beschreiben, kann man effektive  $g$ -Faktoren und einen Tensorterm  $Y \times S$  einführen [27]. Der Tensoroperator ist notwendig, da Terme zur Übergangsstärke beitragen, die von den Einteilchenoperatoren  $L$  und  $S$  allein nicht beschrieben werden können.

$$M_{M1}^{eff} = g_S^{eff} S + g_L^{eff} L + g_P^{eff} Y \times S. \quad (2.38)$$

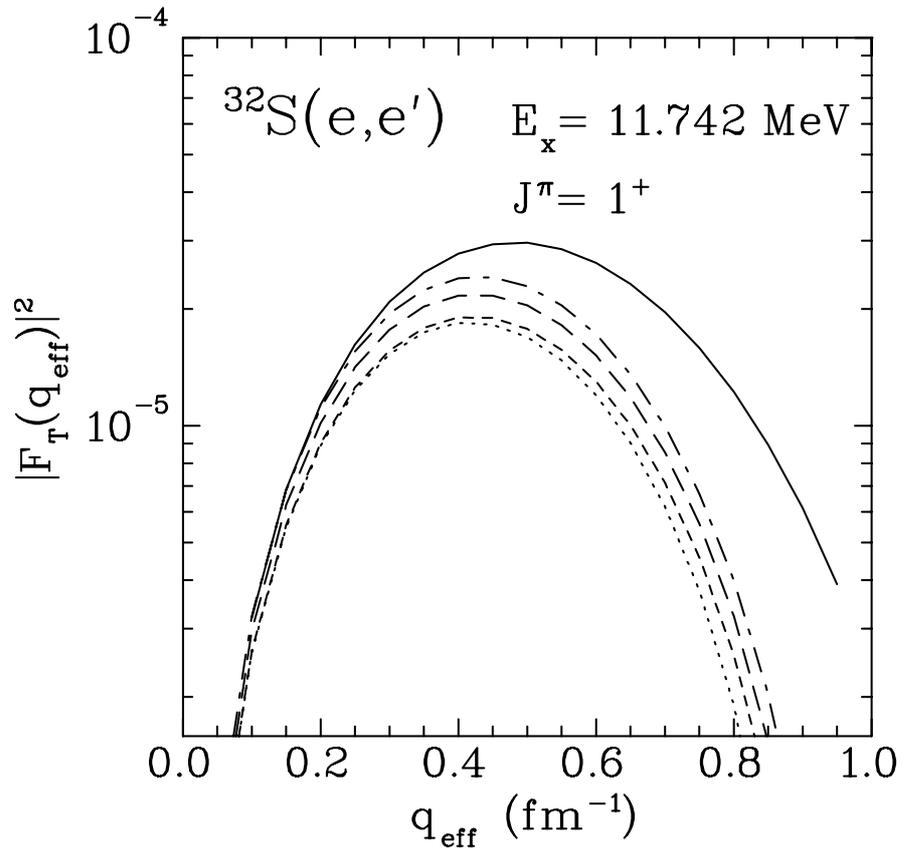
Die effektiven  $g$ -Faktoren können empirisch [28], d. h. durch Anpassung an magnetische und Gamow-Teller Übergangsstärken, oder durch störungstheoretische Rechnungen unter Verwendung realistischer Potentiale [29] bestimmt werden.

In der Elektronenstreuung werden die Übergangsstärken für verschiedene Impulsüberträge gemessen und zum Photonenpunkt extrapoliert. Dabei kommt es entscheidend auf den Verlauf der Übergangsstärke in Abhängigkeit vom Impulsübertrag an. Die Untersuchung von Formfaktoren durch die Elektronenstreuung gibt also auch Aufschluß über die Impulsübertragsabhängigkeit der Beiträge zum Quenching. In einer Arbeit von Blunden und Castel [30] wurde diese Abhängigkeit im Rahmen des in [29] entwickelten Modells erstmals für Formfaktoren der Kerne  $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{O}$  und  $^{39}\text{K}$  untersucht. Man kann nun versuchen, diese Resultate im Massenbereich der  $sd$ -Schale ( $A=17-39$ ) linear zu interpolieren [31].

Abbildung 2.2 zeigt den berechneten Verlauf des transversalen Formfaktors als Funktion des effektiven Impulsübertrags für den stärksten im Schalenmodell vorhergesagten M1-Übergang in  $^{32}\text{S}$ . Die durchgezogene Linie zeigt den Formfaktorverlauf für die Modellrechnung mit freien  $g$ -Faktoren, die strichpunktierte Linie die Rechnung mit Rumpf-Polarisation erster Ordnung, die kurz gestrichelte Linie die Rechnung mit Rumpf-Polarisation erster und zweiter Ordnung, die langgestrichelte mit zusätzlicher Berücksichtigung von Mesonenaustauschströmen und die gepunktete mit allen Korrekturen einschließlich der  $\Delta$ -Isobar-Anregung.

Der Formfaktorverlauf wird durch die berechneten Korrekturen vor allem für  $q \geq 0.3$  stark beeinflusst. Die Berücksichtigung der  $\Delta$ -Isobar Resonanz und der ersten und zweiten Ordnung der Rumpf-Polarisation führen zu einem Formfaktorminimum bei kleinerem Impulsübertrag, während die Einbeziehung von Mesonenaustauschströmen eine teilweise Aufhebung durch ein umgekehrtes Vorzeichen der Korrektur bewirkt.

Den größten Einfluß auf den Formfaktorverlauf hat die Berücksichtigung der Rumpf-Polarisation erster Ordnung. Dieser Effekt entsteht durch die Wechselwirkung zwischen einer leeren und einer vollen Schale, die jeweils nicht Spin-Bahn gesättigt sind [32]. Jedoch gibt es den Effekt wegen seiner Impulsübertragsabhängigkeit auch für Kerne, die durch einen Spin-Bahn gesättigten Rumpf wie  $^{16}\text{O}$  oder  $^{40}\text{Ca}$  beschrieben werden. Er trägt allerdings am Photonenpunkt nicht zum Quenching der Übergangsstärke bei.

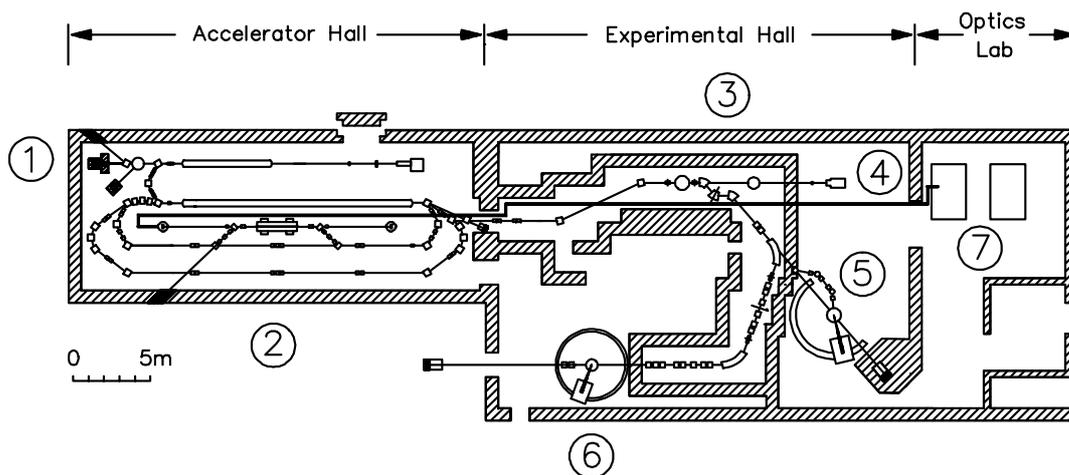


**Abb. 2.2:** Transversaler Formfaktor als Funktion des effektiven Impulsübertrag für den stärksten M1-Übergang der Schalenmodellrechnung in  $^{32}\text{S}$  bei 11.742 MeV. Die durchgezogene Linie zeigt den Formfaktorverlauf für die Modellrechnung mit freien  $g$ -Faktoren, die strichpunktierte Linie die Rechnung mit Rumpfpolarisation erster Ordnung, die kurz gestrichelte Linie die Rechnung mit Rumpfpolarisation erster und zweiter Ordnung, die langgestrichelte mit zusätzlicher Berücksichtigung von Mesonenaustauschströmen und die gepunktete den Einschluß des Betrags der  $\Delta$ -Isobar-Anregung.

## 3 Experiment

### 3.1 Der S-DALINAC

Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über die gesamten Experimentiermöglichkeiten am Darmstädter Linearbeschleuniger S-DALINAC. Beim S-DALINAC handelt es sich um einen supraleitenden Elektronenbeschleuniger mit zweifacher Rezirkulation, der im Dauerstrichbetrieb eine Maximalenergie von 130 MeV und einen Maximalstrom von  $60 \mu\text{A}$  liefern kann. Hierbei liefert die Elektronenkanone einen DC-Strahl von Elektronen, die elektrostatisch vorbeschleunigt werden und in der Chopper-Prebuncher-Sektion eine Zeitstruktur aufgeprägt bekommen, so daß sie in den supraleitenden Beschleunigungsstrukturen, deren Betriebsfrequenz bei 3 GHz liegt, weiter beschleunigt werden können. Neben dem Dauerstrichbetrieb kann die Kanone bei gleichem mittleren Strom mit einer Pulsung von 10 MHz betrieben werden. Diese Pulsfrequenz ist für den FEL-Betrieb [33, 34] notwendig, wurde aber auch für dieses Experiment verwendet.



**Abb. 3.1:** Übersicht über Experimentier- und Beschleunigerhallen am S-DALINAC; ① Niederenergie-Channeling und Kernresonanzfluoreszenz-Experimentierplatz, ② Free-Electron-Laser, ③ 40°-Energieanalysiersystem, ④ Hochenergie-Channeling, ⑤ QClam-Spektrometer, ⑥ Energieverlustspektrometer, ⑦ Optik-Labor.

Der Meßplatz für Elektronenstreuexperimente besteht aus dem QClam-Spektrometer und einer Magnetschikane zur Strahlführung, die speziell für Messungen unter  $180^\circ$  benötigt wird. An diesem kernphysikalischen Meßplatz können Einar-  
mexperimente vom Typ  $(e,e')$  im konventionellen Betrieb unter Streuwinkeln von  $25^\circ$  bis  $155^\circ$  [5] und  $(e,e'x)$ -Koinzidenzexperimente [6, 35] durchgeführt werden. Am S-DALINAC werden außerdem noch Kernresonanzfluoreszenz-Experimente

[36, 37], Untersuchungen der parametrischen Röntgenstrahlung [38, 39] und Channeling-Strahlung [40, 41] sowie Experimente am Freien Elektronen Laser [33] durchgeführt.

## 3.2 Das QClam-Spektrometer

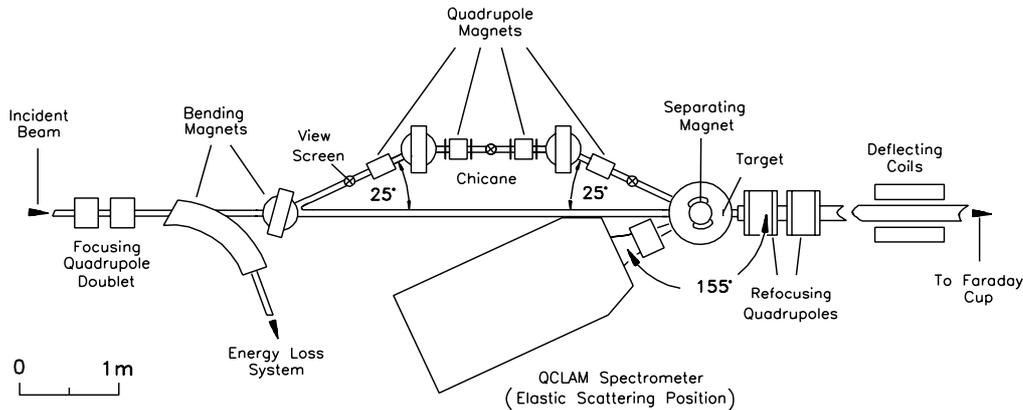
Zum Nachweis der gestreuten Elektronen dient das QClam-Spektrometer, ein Magnetspektrometer, das aus einem Quadrupolmagneten zur Fokussierung in horizontaler Richtung und einem Dipolmagneten mit Dispersion in vertikaler Richtung zur Bestimmung des Elektronenimpulses besteht. Es besitzt eine Impulsakzeptanz von  $\pm 10\%$  relativ zum Sollimpuls und eine Raumwinkelakzeptanz von bis zu 35 msr.

Das Detektorsystem nahe der Fokalebene des Spektrometers besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern, einem Szintillator und einem Čerenkov-Zähler [42]. Zwei der Vieldrahtdriftkammern dienen zur Bestimmung des Durchstoßortes und -winkels in Dispersionsrichtung [43]. Die dritte Kammer ermöglicht die Bestimmung des Durchstoßortes in nichtdispersiver Richtung. Daraus wird mit Hilfe eines Rekonstruktionsalgorithmus [43] unter Annahme einer punktförmigen Streuquelle der horizontale und vertikale Streuwinkel sowie die relative Impulsablage bestimmt. Dabei bedeutet eine relative Impulsablage von 0%, daß die Elektronenenergie genau der Energie des Teilchens auf der Sollbahn des Spektrometers entspricht. Diese Energie kann aus der Magneteinstellung des Spektrometers berechnet werden. Das intrinsische Impulsaufhebungsvermögen des Spektrometers beträgt  $\Delta p/p = 2 \times 10^{-4}$  [46]. Der Szintillator liefert ein Zeitsignal, welches als Trigger für die Messung der Elektronendriftzeit zu den Zählrohren in den Drahtkammern benutzt wird [47]. Ausserdem wird mit dem Triggersignal der 10 MHz-Pulsung der Elektronenkanone eine Flugzeitmessung gestartet, die durch das verzögerte Zeitsignal des Szintillators gestoppt wird. Dadurch konnte die Flugzeit aller Ereignisse bis auf eine konstante Verzögerung gemessen werden. Elektronen oder Photonen aus Streuquellen, die räumlich vom Target getrennt sind, besitzen andere Flugzeiten als Elektronen vom Target. Eine Messung der Flugzeit ermöglicht so, unerwünschte Untergrundquellen zu identifizieren und den Untergrund um eine Größenordnungen zu reduzieren [16, 48] (vgl. Kap. 4.1). Der Čerenkov-Zähler dient zur Teilchendiskriminierung und damit zur Untergrundunterdrückung, wurde aber wegen eines Defekts in dieser Strahlzeit nicht eingesetzt.

## 3.3 Das 180°-System

Da man das Spektrometer für Elektronenstreuexperimente unter 180° nicht in den einfallenden Strahl stellen kann, setzt man einen Dipolmagneten, den sogenannten Separationsmagneten, in das Zentrum der Streukammer zwischen Target und

Spektrometer. Der Strahl, der durch ein Magnetsystem vorher ausgelenkt wurde, wird durch den Separationsmagneten wieder in Strahlrichtung gelenkt. Die unter  $180^\circ$  gestreuten Elektronen werden aufgrund ihrer umgekehrten Impulsrichtung durch die Lorentzkraft weg vom einfallenden Strahl in das Spektrometer geführt.



**Abb. 3.2:** Schematischer Aufbau des  $180^\circ$ -Systems in Darmstadt.

Realisiert wurde das Prinzip am kernphysikalischen Meßplatz des QClam-Spektrometers (Abb. 3.2) durch den Einbau einer Magnetschikane, die die Elektronen so ablenkt, daß sie in einem Winkel von  $25^\circ$  gegenüber der ursprünglichen Strahlachse in die Streukammer eingeschossen und durch den Separationsmagneten genau wieder in die ursprüngliche Strahlrichtung gelenkt werden. Dabei wurde der Einfallswinkel so gewählt, daß elastisch unter  $180^\circ$  gestreute Elektronen vom QClam-Spektrometer unter dem maximal erreichbaren Stellwinkel von  $155^\circ$  nachgewiesen werden können. Je größer der Energieübertrag der Elektronen auf den Kern ist, desto kleiner ist der Impuls der unter  $180^\circ$  gestreuten Elektronen und desto stärker werden sie nicht nur im Spektrometer, sondern bereits durch den Dipolmagneten in der Streukammer abgelenkt, so daß sich der Winkel der gestreuten Elektronen relativ zur ursprünglichen Strahlrichtung verkleinert. Die Anbindung des Spektrometers an die Streukammer durch ein „sliding seal“ [49] ermöglicht es, den Stellwinkel des Spektrometers ohne Belüftung der Streukammer je nach gewünschtem Anregungsenergiebereich stufenlos einzustellen.

Hinter der Streukammer befinden sich zwei Quadrupolmagnete, die Strahlverluste durch Aufstreuung am Target minimieren sollen. Der Faraday Cup befindet sich in Verlängerung der Strahlachse in einem Abstand von etwa sechs Meter von der Streukammer.

In den ersten  $180^\circ$ -Elektronenstreuexperimenten ohne Flugzeitmessung stellten vom Faraday Cup zurückgestreute Elektronen eine bedeutende Untergrundquelle dar. Daher wurden Helmholtzspulen in der Betonabschirmung vor dem Faraday

Cup integriert. Sie lenken die Elektronen in vertikaler Richtung in den Faraday Cup ab. Die zurückgestreuten Elektronen werden analog dem Prinzip des Separationsmagneten vom einfallenden Strahl getrennt. Sie gelangen so nicht zurück in die Streukammer, sondern werden vorher in der Strahlführung gestoppt. Die Helmholtzspulen beeinflussen aber bei der erforderlichen Magnetfeldstärke die im Faraday Cup gemessene Ladung. Durch eine Flugzeitanalyse [16, 48] kann dieser Anteil des Untergrundes völlig unterdrückt werden; die Helmholtzspulen wurden in dem beschriebenen Experiment daher nicht mehr eingesetzt.

Da der Separationsmagnet in das Zentrum der Streukammer eingebaut wird, muß das Target strahlabwärts versetzt werden. Hierdurch ändern sich die magnetoptischen Eigenschaften des Spektrometers, so daß ein spezieller Rekonstruktionsalgorithmus benötigt wird [44, 45]. Im  $180^\circ$ -Betrieb ist der vertikale Streuwinkel durch die Polschuhe des Separationsmagneten auf  $\pm 40$  mrad beschränkt. Die Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers im  $180^\circ$ -Betrieb reduziert sich damit auf 6 msr – 8 msr (vgl. Kap. 4.1). Trotzdem sind die erreichbaren Werte der Impuls- und Raumwinkelakzeptanz groß im Vergleich zu bisher existierenden  $180^\circ$ -Systemen [50, 51, 14].

### 3.4 Durchführung des Experiments

Die Rohdaten aus dem Detektorsystem wurden über Lichtleiter in den Meßraum geführt, wo sie in einem Mikroprozessorsystem vorverarbeitet wurden. Diese Daten wurden vom Datenaufnahmesystem GOOSY [52] über ein CAMAC-System an den Experimentrechner übertragen, der die Speicherung der Daten auf Magnetband sowie die Online-Analyse übernahm.

Die Messungen wurden bei Elektronenenergien von  $E_0 = 42.2$  MeV bzw. 42.6 MeV, 66.4 MeV und 82.2 MeV durchgeführt. Das entspricht einen Impulsübertragungsbereich von  $q = 0.39 - 0.79 \text{ fm}^{-1}$ . Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht über die kinematische Daten.

Als Target wurde  $\text{Li}_2\text{S}$  mit der natürlichen Isotopenzusammensetzung verwendet, d.h. 61.72%  $^7\text{Li}$ , 4.95%  $^6\text{Li}$ , 31.67%  $^{32}\text{S}$ , 0.25%  $^{33}\text{S}$ , 1.4%  $^{34}\text{S}$  und 0.005%  $^{36}\text{S}$ . Als Targetdicke wurde vom Hersteller eine Flächenbelegung von  $28 \text{ mg/cm}^2$  angegeben [53]. Die Isotope des Lithiums zeichnen sich durch einige wenige, gut vermessene Referenzlinien aus, die als Normierung dienten. Die Verbindung  $\text{Li}_2\text{S}$  ist aber stark hygroskopisch. Die Spektren zeigen eine beträchtliche Streuung an  $^{16}\text{O}$  und  $^1\text{H}$ . Diese Beobachtungen deuten auf eine starke Kontamination des Targets mit Wasser, so daß kein Verlaß mehr auf die angegebene Flächenbelegung war. Daher wurde bei der Analyse der Spektren auf eine Absolutnormierung verzichtet und relativ auf den M1-Übergang in  $^6\text{Li}$  bei 3.562 MeV normiert (siehe Kap. 4.2).

**Tabelle 3.1:** Parameter des  $^{32}\text{S}$ -Experiments am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC. Für die einzelnen Einstellungen sind jeweils die Strahlenergie  $E_0$ , die Energie  $E_{cent}$  des Sollteilchens mit der zentralen Anregungsenergie im Spektrometer, der Stellwinkel des Spektrometers, der ausgewertete Anregungsenergiebereich  $E_x$  sowie die Energieauflösung  $\Delta E_{FWHM}$  angegeben.

$E_0$ (MeV)	$E_{cent}$ (MeV)	QClam-Winkel (Grad)	$E_x$ (MeV)	$\Delta E_{FWHM}$ (keV)
82.2	73.0	152.6	0.0 – 14.4	100
66.4	56.3	151.2	3.2 – 14.6	68
42.2	34.3	149.6	3.7 – 11.3	75
42.6	30.5	146.1	8.6 – 14.4	71

## 4 Analyse der Daten

### 4.1 Erzeugung der Spektren

Wenn alle Detektoren angesprochen haben, wird aus den Durchstoßkoordinaten der Vieldrahtdriftkammern und dem Zeitsignal des Szintillators mit Hilfe eines 180°-Rekonstruktionsalgorithmus [44, 45] unter der Annahme einer punktförmigen Streuquelle der horizontale und vertikale Streuwinkel sowie die relative Impulsablage und die relativen Elektronenflugzeiten bestimmt. Da im 180°-Betrieb der vertikale Streuwinkel durch die Polschuhe des Separationsmagneten auf  $\pm 40$  mrad beschränkt wird, konnten Ereignisse außerhalb dieses Bereichs nicht vom Target stammen und wurden daher auch nicht berücksichtigt. Durch eine Flugzeitanalyse konnten Untergrundquellen identifiziert und ihr Beitrag in den Spektren erheblich unterdrückt werden (vgl. Abb. 4.1). Eine ausführliche Darstellung des Flugzeitanalyseverfahrens findet sich in [48].

Die relative Impulsablage hängt von der Energie der gestreuten Elektronen und damit auch von der Strahlenergie ab. Deshalb führt eine Änderung der Strahlenergie während einer Messung zu einer Verschiebung der relativen Impulsablage und damit zu einer Verschlechterung der Impulsauflösung. Die Daten wurden deshalb zeitlich aufeinanderfolgend in verschiedenen Datensätzen gespeichert. Für jeden dieser Datensätze wurde die relative Impulsablage der stärksten Linien bestimmt und auf den Mittelwert geschoben. Anschließend wurden die einzelnen Datensätze aufakkumuliert. So konnten Schwankungen in der Strahlenergie von bis zu 220 keV ausgeglichen werden.

In Abb. 4.2 ist exemplarisch für eine Einschußenergie von  $E_0 = 66.4$  MeV ein aufakkumuliertes Spektrum dargestellt, in dem die Zählrate über die rekonstruierte relative Impulsablage aufgetragen ist.

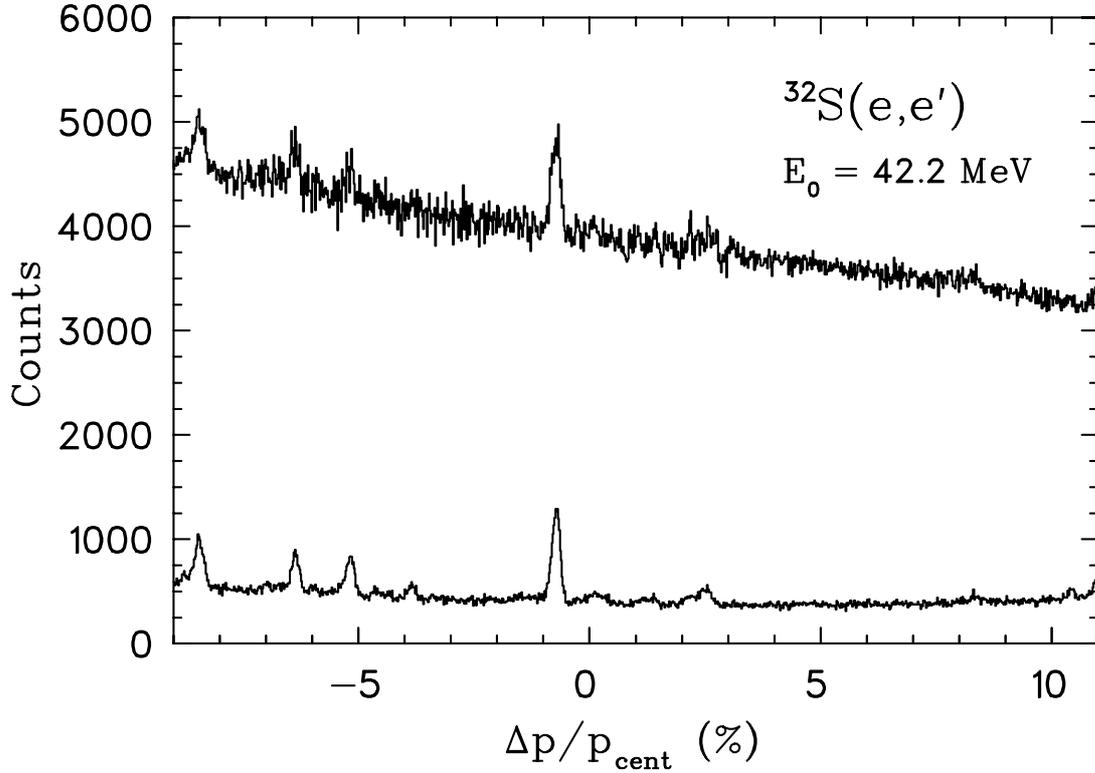
Anschließend wurden die relativen Impulsablagen mittels

$$E_x = E_{cent} - (E_0 - E_{cent}) \cdot \frac{\Delta p}{p_{cent}} \quad (4.1)$$

in Anregungsenergien umgerechnet. Unberücksichtigt ist hier noch der Rückstoß des Targetkerns. Die Rückstoßkorrektur wurde in Abhängigkeit von der Anregungsenergie und der Strahlenergie für  $^{32}\text{S}$  berechnet und die mit Gl. (4.1) berechneten Anregungsenergien entsprechend korrigiert. Für Streuprozesse unter 180° vereinfacht sich die Berechnung der Rückstoßenergie zu folgender Gleichung:

$$E_{rec} = \frac{\hbar^2 c^2 q^2}{2Mc^2} \quad (4.2)$$

Durch Vergleich der unterschiedlichen Rückstoßverschiebungen für  $^{32}\text{S}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^6\text{Li}$  und  $^1\text{H}$  konnten nachträglich jeweils die genauen Strahlenergien bestimmt



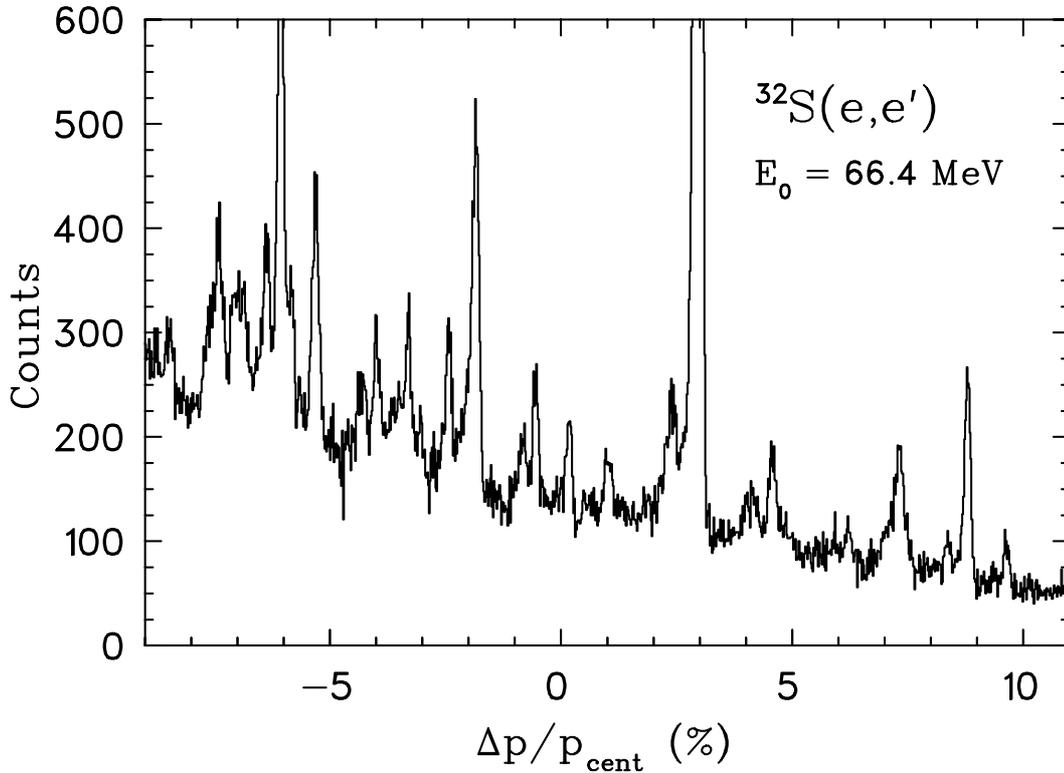
**Abb. 4.1:** Spektrum von inelastisch an  $^{32}\text{S}$  gestreuten Elektronen (oberes Spektrum). Aufgetragen ist die Zählrate über die relative Impulsablage. Die Größe  $p_{cent}$  ist der Sollimpuls des Spektrometers auf der zentralen Trajektorie. Durch die Flugzeitanalyse konnte der Untergrund um eine Größenordnung reduziert werden (unteres Spektrum).

und die Umrechnungen überprüft werden. Die Lagen der Linien stimmten danach innerhalb von  $\pm 40$  keV mit älteren Messungen überein.

Da die Zählrate zunächst über die relative Impulsablage aufgetragen ist, kann man zwei Spektren gleicher Strahlenergie, aber unterschiedlicher Anregungsenergiebereiche nicht kombinieren, da der zentrale Sollimpuls des Spektrometers nicht derselbe ist, und damit bei konstanter Kanalbreite für die relative Impulsablage auch die Kanalbreite in den Spektren verschieden ist. Durch eine Dispersionskorrektur erhält man eine korrigierte Zählrate

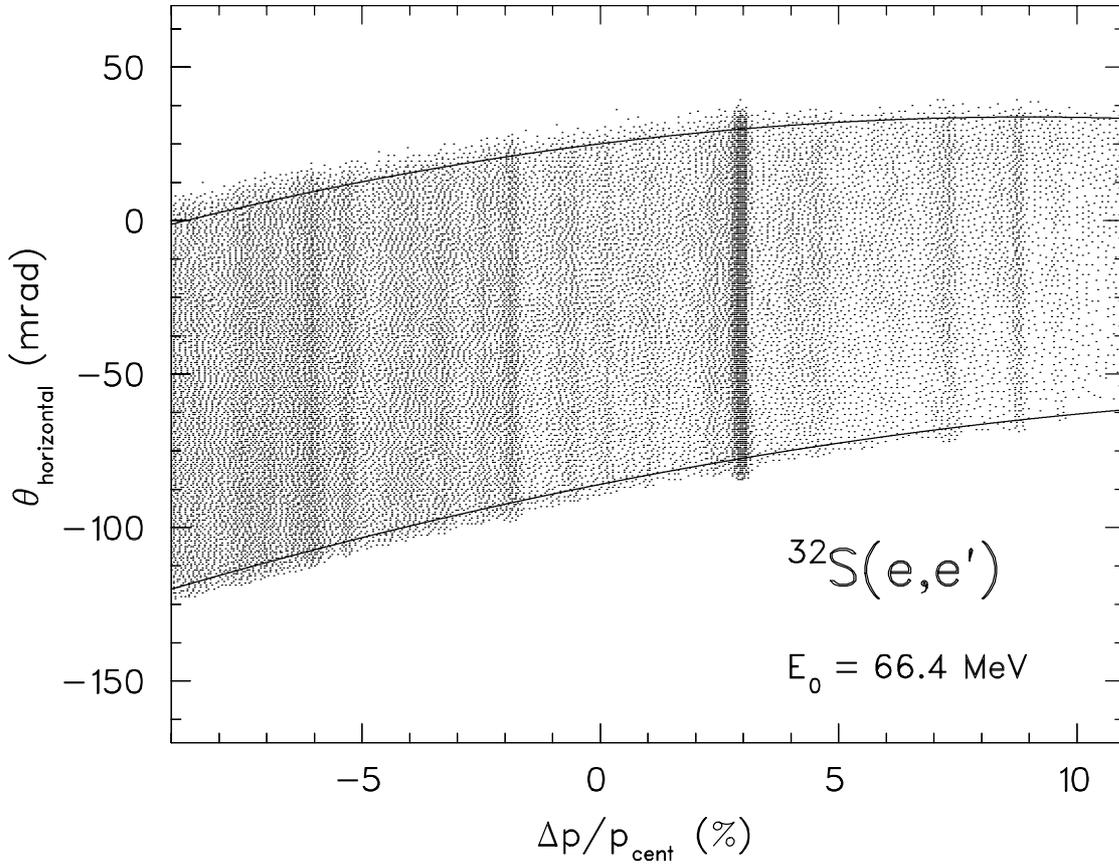
$$\frac{N}{\Delta E} = \frac{N}{\Delta(\Delta p/p_{cent}) \cdot (E_0 - E_{cent})} \quad (4.3)$$

Sie erlaubt eine Kombination der beiden Messungen bei  $E_0 = 42.2$  MeV und  $E_0 = 42.6$  MeV, die einen unterschiedlichen Anregungsenergiebereich überdecken.



**Abb. 4.2:** Spektrum von inelastisch an  $^{32}\text{S}$  gestreuten Elektronen für eine Einschußenergie von  $E_0 = 66.4$  MeV. Aufgetragen ist die Zählrate über die relative Impulsablage.

Der Raumwinkel wird berechnet, indem man den vertikalen und horizontalen Öffnungswinkel bestimmt. Der vertikale Öffnungswinkel ist durch die Polschuhe des Separationsmagneten auf 80 mrad festgelegt. Für den horizontalen Streuwinkel konnte im Gegensatz zu früheren Experimenten am  $180^\circ$ -System die gesamte Winkelakzeptanz des Spektrometers zugelassen werden. Diese wird durch die Nachweisfläche des Detektors und das Rückflußjoch des Separationsmagneten beschränkt. Die horizontale Winkelakzeptanz ist abhängig von der relativen Impulsablage. In Abb. 4.3 ist die Zählrate als Funktion des horizontalen Streuwinkel und der relativen Impulsablage aufgetragen. Es ist deutlich zu sehen, daß zu kleineren Elektronenenergien, d.h. zu negativen Impulsablagen, sowohl der effektive Streuwinkel kleiner als auch die Winkelakzeptanz größer wird. Um eine korrekte Raumwinkelnormierung zu gewährleisten, wurde folgendes Verfahren angewandt [48]: Aus dem zweidimensionalen Spektrum (Abb. 4.3) ergaben sich für alle Impulsbereiche in Schritten von 0.5% der maximale und minimale horizontale Streuwinkel. Die so bestimmten Streuwinkel wurden dann über die relative Impulsablage aufgetragen und durch ein Polynom zweiter Ordnung approximiert.



**Abb. 4.3:** Horizontaler Streuwinkel der gestreuten Elektronen als Funktion der relativen Impulsablage. In der Darstellung entspricht 0 mrad einem Streuwinkel von  $180^\circ$ . Die vertikalen Verdickungen entsprechen den Übergängen in Abb. 4.2. Aus diesem Spektrum wurden die maximalen und minimalen Streuwinkel in Schritten von 0.5% der relativen Impulsablage bestimmt. Die durchgezogenen Linien stellen die Anpassung von Polynomen an diese Werte dar.

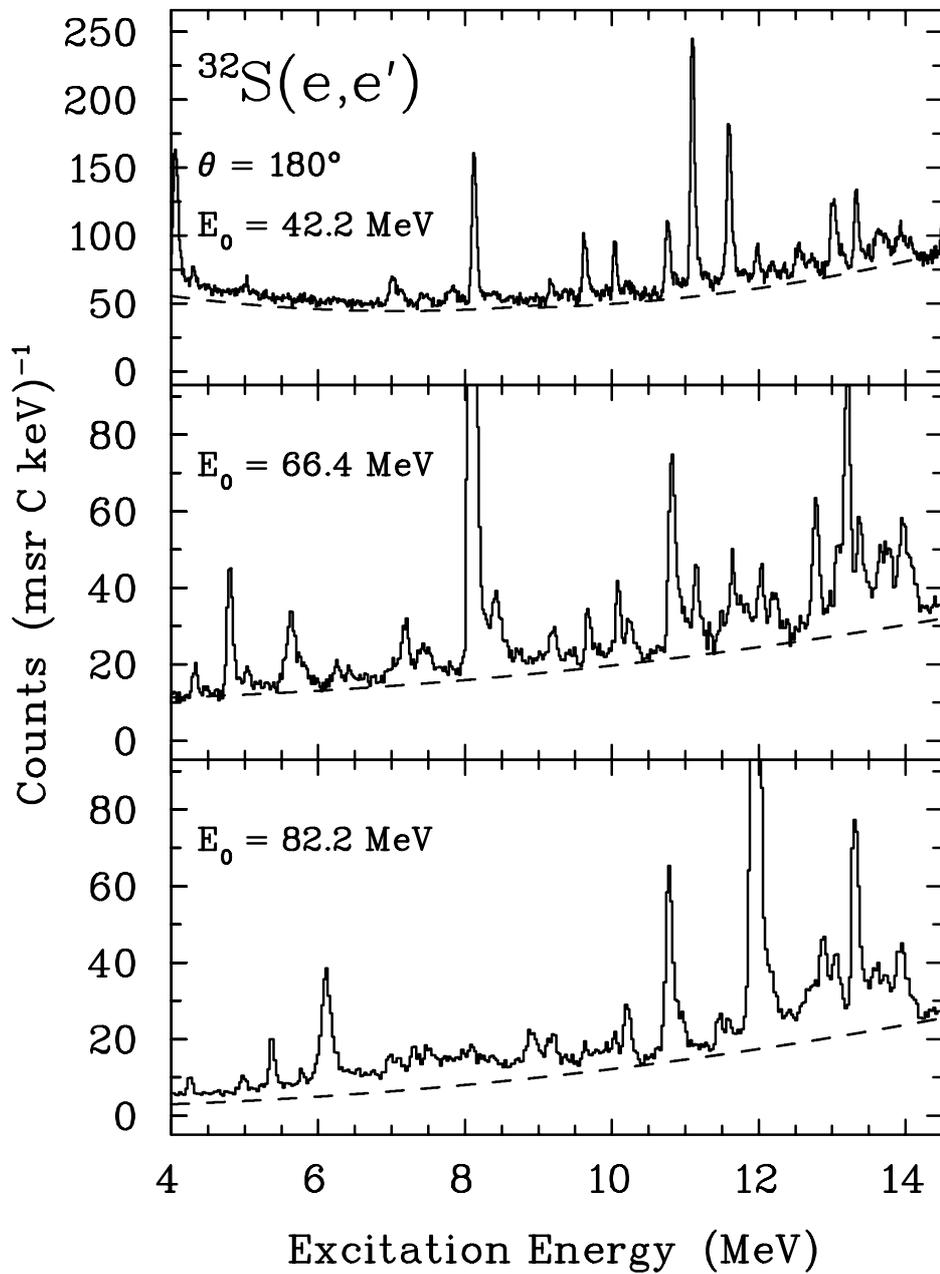
Der horizontale Öffnungswinkel ist die Differenz zwischen den beiden Polynomen. Mit diesem Verfahren konnte eine Raumwinkelnormierung über nahezu den kompletten Impulsbereich vorgenommen werden. Dabei ändert sich der effektive Streuwinkel leicht und liegt je nach Impuls zwischen  $177^\circ$  und  $178^\circ$ . Für magnetische Kernanregungen, deren Winkelabhängigkeit im Wesentlichen durch den transversalen kinematischen Faktor [Gl. (2.20)] beschrieben wird, ist diese kleine Änderung des effektiven Steuwinkels jedoch ohne Belang.

Um absolut normierte Wirkungsquerschnitte mit Wirkungsquerschnitten anderer Experimente vergleichen zu können, wurde die Zählrate auf die im Faraday Cup gesammelte Ladung normiert.

In Abb. 4.4 sind alle gemessenen Spektren dargestellt. Das 42 MeV-Spektrum besteht aus zwei Teilspektren für jeweils unterschiedliche Anregungsenergiebereiche. Dabei änderte sich die Strahlenergie leicht ( $E_0 = 42.2$  MeV für den niedrigen Anregungsenergiebereich,  $E_0 = 42.6$  MeV für den hohen Anregungsenergiebereich). Sie wurden daher unabhängig voneinander ausgewertet. Dabei zeigte sich, daß im Überlappbereich gleiche Übergänge unterschiedliche Zählraten haben. Es konnte eine konstante, systematische Abweichung festgestellt werden, die nicht in der leicht unterschiedlichen Strahlenergie begründet ist. Die Ursache ist nicht geklärt. Daher wurde das Spektrum bei  $E_0=42.6$  MeV auf das Spektrum bei  $E_0=42.2$  MeV korrigiert. Der Korrekturfaktor wurde aus dem Verhältnis der Summe aller Übergänge im auswertbaren Überlappbereich der beiden 42 MeV-Spektren bestimmt. Dadurch ergab sich für das 42 MeV-Spektrum im hohen Anregungsenergiebereich ein Korrekturfaktor von 0.84.

Da die Berechnung der Anregungsenergien aus den relativen Impulsablagen abhängig von der Strahlenergie ist [Gl. (4.1)], und diese nicht genau genug bekannt war, ließen sich die Übergänge in den verschiedenen Spektren z. T. nicht eindeutig zuordnen. Daher wurde die Lage der Linien mit Hilfe der Lage starker  $^{32}\text{S}$ -Übergänge durch eine lineare Regression angeglichen. Als Referenz wurden fünf über das ganze Spektrum verteilte Linien benutzt, z. B. für das Spektrum bei  $E_0 = 66.4$  MeV die Linien bei 4.281 MeV und 9.660 MeV (Kernresonanzfluoreszenz-Experimente), bei 11.13 MeV und 11.63 MeV ( $(e, e')$ -Experimente) und bei 14.07 MeV (Mittelwert aus den Spektren bei  $E_0 = 42.6$  MeV, 66.4 MeV und 82.2 MeV) [54]. Die Linie bei 14.07 MeV war zwar nicht aus anderen Experimenten bekannt, sie wurde aber trotzdem verwendet, weil dieser Übergang in allen Spektren eindeutig zuzuordnen war und diese Linie am äußersten Rand des noch auswertbaren Spektrums lag. Zwischen 8 MeV und 12 MeV ließen sich die Lagen aller bekannten, prominenten Übergänge reproduzieren. Für Anregungsenergien unter 8 MeV wurden bisher keine Elektronenstreudaten veröffentlicht. Die durchschnittlichen Abweichungen in der Lage der Linien untereinander verringerten sich damit von  $\pm 40$  keV auf durchschnittlich  $\pm 15$  keV. Abweichungen zu älteren Messungen mit Elektronenstreuung [14, 15, 55] sanken von durchschnittlich  $\pm 40$  keV auf weniger als  $\pm 30$  keV. Eine systematische Abweichung war hierbei nicht feststellbar.

Außer den  $^{32}\text{S}$ -Linien wurden noch eine Reihe weiterer Linien beobachtet, die von den Isotopen  $^1\text{H}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  herrühren. Identifiziert wurden diese Linien durch den unterschiedlichen Rückstoß bei verschiedenen Strahlenergien. An manchen Stellen kam es zu Überlappungen mit Schwefellinien. Wegen des starken E2-Übergangs in  $^{16}\text{O}$  bei 6.92 MeV konnte der M1-Übergang bei 7.003 MeV in dem bei 66.4 MeV aufgenommenen Spektrum nur schlecht aufgelöst werden. Durch Überlagerung mit der elastische Wasserstofflinie wurden im gleichen Spektrum der M1-Übergang bei 8.12 MeV und in dem bei  $E_0 = 82.2$  MeV aufgenommenen Spektrum die Übergänge bei 12.01 MeV und 12.20 MeV verdeckt. In allen



**Abb. 4.4:** Anregungsenergiespektren der  $^{32}\text{S}(e,e')$ -Reaktion unter  $180^\circ$  für Einschüßenergien von 42.2 MeV bzw. 42.6 MeV, 66.4 MeV und 82.2 MeV. Die gestrichelten Linien stellen den angepassten Untergrundverlauf dar.

Spektren konnte der M1-Übergang von  $^6\text{Li}$  bei 3.562 MeV beobachtet werden, der im folgenden für eine Relativnormierung eingesetzt wurde.

## 4.2 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren

In den Anregungsenergiespektren (Abb. 4.4) wurde der Untergrund abgezogen und danach die Fläche der Linien bestimmt. Der Untergrund besteht aus dem Strahlenschwanz der Linien, dem Raumuntergrund und bei den niedrigen Einschußenergien aus einem Rest von Streueignissen von der Streukammerrückwand und von den Polschuhen des Separationsmagneten, die trotz des gesetzten Flugzeitfensters nicht ausgeschlossen werden konnten. Der Untergrundverlauf ist in Abb. 4.4 eingezeichnet. Die Form entspricht qualitativ Rechnungen zum Untergrundbeitrag des Strahlenschwanzes [48]. Außer im niedrigen Anregungsenergiebereich des 42 MeV-Spektrums, wo noch ein Abfall des Untergrundes zu beobachten ist, bemerkt man ein Anstieg zu höheren Anregungsenergien. Ebenso stellt man fest, daß in diesem Experiment das Peak-zu-Untergrundverhältnis der Spektren mit zunehmender Strahlenergie besser wird.

Der Untergrund wurde rein phänomenologisch mit Hilfe des Programms FIT [56, 57] durch ein Polynom zweiten Grades approximiert. Dieser und alle Übergänge im kompletten auswertbaren Anregungsenergiebereich des Spektrums wurden simultan angepaßt. Dadurch wurde vermieden, daß der Untergrund durch Bereiche hoher Niveaudichten eine unphysikalisch konvexe Form annahm. Die so angepaßten Untergrundverläufe stimmen in der Form mit Rechnungen überein. Die Linienform wurde durch eine spezielle, im FIT-Programm integrierte Funktion beschrieben, die den Strahlenschwanz sowie die gaußförmige Verteilung der Strahlenergie berücksichtigt. Diese Funktion besteht aus einer gaußförmig ansteigende Flanke der Breite  $x_1$ , einer gaußförmig abfallende Flanke der Breite  $x_2$  und einer Hyperbelfunktion zur Berechnung des Strahlenschwanzes. Die Funktionen schließen jeweils stetig differenzierbar aneinander an. Dabei sind die absolute Höhe, die Lage, die Breiten  $x_1$  und  $x_2$ , der Ansatzpunkt der Hyperbelfunktion an der abfallenden Gaußfunktion und der Exponent der Hyperbelfunktion Fit-Parameter. Die absolute Höhe und die Lage wurden jedesmal variabel angepaßt. Die restlichen Fit-Parameter konnten innerhalb eines Spektrums für alle  $^{32}\text{S}$ -Übergänge gleichgesetzt werden. Zwischen 6.9 MeV und 7.3 MeV wurden zusätzlich noch die relativen Lagen der  $^{32}\text{S}$ -Linien zueinander korreliert, da die Energieauflösung in derselben Größenordnung wie der Abstand der Linien war, die Lage der Linien aber sehr genau bekannt ist.

In Abb. 4.5 sind exemplarisch die Linienanpassungen im Energiebereich zwischen 10.5 MeV und 11.8 MeV dargestellt. Die drei prominenten Linien aus dem Spektrum bei  $E_0 = 42.6$  MeV entsprechen einem bekannten M2-Übergang bei 10.80 MeV und M1-Übergängen bei 11.13 MeV und 11.63 MeV [14, 15, 55]. Auffallend ist die Änderung der Linienstärke bei den einzelnen Strahlenergien durch die Änderung des Impulsübertrags. Schwache Übergänge wie z.B. die bei 10.92 MeV und 11.47 MeV konnten nicht in allen Spektren nachgewiesen werden.

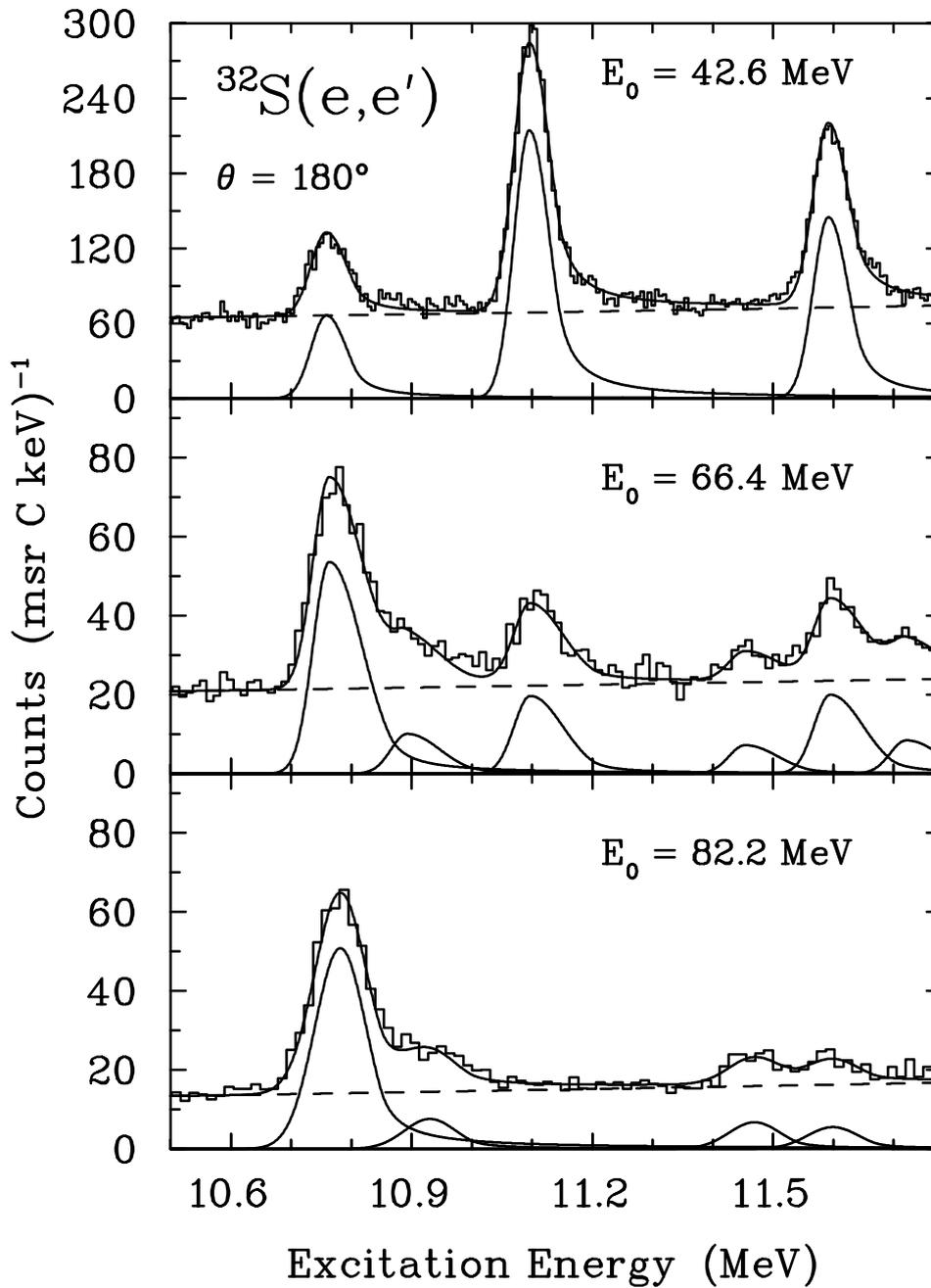


Abb. 4.5: Elektronenstreuspektren von  $^{32}\text{S}$  mit angepaßten Linienformen.

An der Linienform in Abb. 4.5 erkennt man den Einfluß des Strahlenschwanzes. Um die Fläche zu bestimmen, wurde das Integral bis zum Fünffache der Breite der abfallenden Flanke der Linie berechnet und der restliche Anteil der Fläche mit

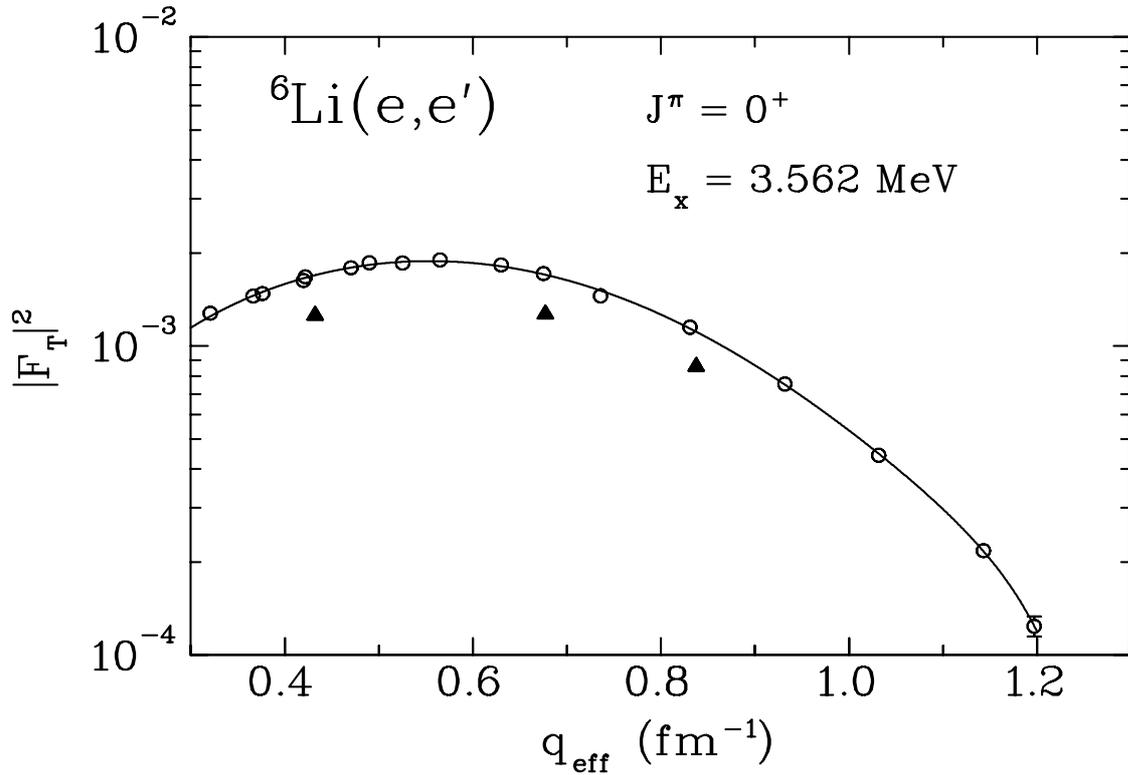
Hilfe der im FIT-Programm integrierten Bremsstrahl-Schwingerkorrektur [58, 59] bestimmt. Aus den so bestimmten Flächen ergeben sich mit Berücksichtigung der Targetdicke dann die differentiellen Wirkungsquerschnitte in

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \cdot \frac{M}{\rho N_A} \cdot 1.72 \cdot 10^{10} \text{ fm}^2/\text{sr}, \quad (4.4)$$

wobei  $M$  [MeV/ $c^2$ ] die Kernmasse,  $N_A$  [mol $^{-1}$ ] die Avogadrozahl,  $\rho$  [g/cm $^3$ ] die Flächenbelegung des Targets und  $N$  [1/C msr] die auf den Raumwinkel und den Strom normierte Zählrate der Linienfläche ist.

Aus den Wirkungsquerschnitten wird dann durch Gl. (2.18) das Quadrat der transversalen Formfaktoren bestimmt. Eine Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte ist nicht möglich, da wegen der Kontamination des Targets mit Wasser kein Verlaß mehr auf die angegebene Targetdicke war [53]. Eine alternative Möglichkeit stellt die Relativnormierung dar. Hierfür wird der inelastischen Wirkungsquerschnitte relativ zum elastischen Wirkungsquerschnitt bestimmt. Dieser wiederum wird durch Programme wie z.B. PHASHI [60] aus den kinematischen Daten berechnet. Bei 180°-Experimenten ist jedoch die elastische Streuung an  $^{32}\text{S}$  wegen Gl. (2.19) stark unterdrückt. Außerdem besteht in der Nähe von 180° eine starke Winkelabhängigkeit des elastischen Wirkungsquerschnitts (siehe Abb. 2.1), so daß man den effektiven Streuwinkel sehr genau kennen muß. Dieser ist aber in dem vorliegenden Experiment nur auf  $\pm 0.3^\circ$  bestimmbar, so daß sich allein durch diese Unsicherheit ein Fehler von 20% ergibt. Eine Normierung auf die elastische Linie kam daher nicht in Betracht. Eine Normierung auf in anderen Elektronenstreuxperimenten gemessene  $^{32}\text{S}$ -Linien wurde ebenso ausgeschlossen, da die veröffentlichten Daten stark streuen und außerdem inkonsistent untereinander sind [14, 15]. Eine Eichung auf der Grundlage der starken Übergänge in  $^7\text{Li}$  wurde verworfen, da für den untersuchten Impulsübertragungsbereich die veröffentlichten Daten nicht gut genug vermessen waren [61, 62]. Daher wurde auf den M1-Übergang in  $^6\text{Li}$  bei 3.562 MeV normiert. Hierbei handelt es sich um einen in mehreren Experimenten sehr gut vermessenen Übergang vom Grundzustand mit  $J^\pi = 1^+$  zu einem angeregten Zustand mit  $J^\pi = 0^+$  [63, 64]. Die Daten stammen aus Elektronenstreuxperimenten mit Streuwinkeln zwischen 30° und 159°, die ihrerseits auf die elastische  $^6\text{Li}$ -Linie normiert waren. Aufgrund der Auswahlregeln (vgl. Kap. 2.1) ist auch dieser Übergang ein reiner M1-Übergang. Die in [63, 64] angegebenen Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe der Beziehung (2.18) in transversale Formfaktoren umgerechnet und anschließend mit Werten aus diesem Experiment verglichen.

Abbildung 4.6 zeigt einen Vergleich zwischen den Daten aus [63, 64] und den in diesem Experiment absolut bestimmten transversalen Formfaktoren zum Quadrat. Bildet man das Verhältnis, so erhält man Normierungsfaktoren von  $1.33 \pm 0.13$ ,  $1.34 \pm 0.13$  und  $1.28 \pm 0.13$  für die Spektren bei  $E_0 = 42.2$  MeV,



**Abb. 4.6:** Transversaler Formfaktor des M1-Übergangs in  ${}^6\text{Li}$  bei 3.562 MeV als Funktion des effektiven Impulsübertrags. Die offenen Kreise stammen aus den Messungen in [63, 64] und die Dreiecke aus den Experimenten am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC.

66.4 MeV und 82.2 MeV Einschußenergie. Die Normierungsfaktoren stimmen alle im Rahmen des systematischen Fehlers überein. Da bei gleicher Strahl- und Spektrometereinstellung eine Absolutnormierung von Übergängen in anderen Targets wie  ${}^{48}\text{Ca}$  und  ${}^{90}\text{Zr}$  möglich war [48] und in dem vorliegenden Experiment eine starke Kontamination des Targets mit Wasser beobachtet wurde, scheint die Ursache für die konstanten Normierungsfaktoren in der angegebenen Targetzusammensetzung zu liegen.

### 4.3 Fehlerdiskussion

Für den systematischen Fehler bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte gibt es aufgrund der Relativnormierung nur wenige Quellen, die dazu beitragen. Bei der Relativnormierung wurde vorausgesetzt, daß das Verhältnis von Lithium zu Schwefel 2 : 1 ist. Der chemische Reinheitsgrad des zur Targetherstellung verwendeten Materials ist 98%. Es wurde angenommen, daß erst bei der Herstellung des

Targets eine Kontamination mit Wasser auftrat, so daß die durch das Wiegen des Targets bestimmte Massenbelegung von  $28 \text{ mg/cm}^2$  das Gewicht des Wassers mit einschließt. Das stöchiometrische Verhältnis soll sich dabei aber nicht geändert haben. Für diese Annahme spricht, daß dieses Verhältnis während der Strahlzeit konstant blieb. Unter dieser Voraussetzung kann das Verhältnis durch eine von Anfang an bestehende Verunreinigung von maximal 2% von anderen Lithiumverbindungen, die kein Schwefel enthalten, verändert werden. Umgerechnet auf den Lithiumanteil ergibt sich ein maximaler systematischer Fehler von 6%. Für die Daten bei  $E_0 = 42.2 \text{ MeV}$ ,  $66.4 \text{ MeV}$  und  $82.2 \text{ MeV}$  trägt der statistische Fehler der  ${}^6\text{Li}$ -Linie mit jeweils 2%, 4% und 4% zum systematischen Fehler bei. Ein weiterer Fehler(1%) ist die Anpassungsgenauigkeit der Kurve in Abb. 4.6 an die Daten aus [63, 64]. Obwohl man bei einer Relativnormierung normalerweise von der Raumwinkelnormierung unabhängig ist, muß man in diesem Fall ein kleiner systematischer Fehlerannehmen. Da man die horizontale Winkelakzeptanz (vgl. Abb. 4.3) nicht einschränkt, ändert sich der horizontale Öffnungswinkel leicht. Bei der Anpassung eines Polynoms zweiten Grades an die horizontalen Winkel für die einzelnen relativen Impulsablagen (siehe Kap. 4.1) ergibt sich ein statistischer Fehler von 1%. Quadratisch addiert ergeben diese Fehler einen Gesamtfehler von 6% für den niedrigen Anregungsenergiebereich der 42 MeV-Daten und von 7% für die Daten bei  $E_0 = 66.4 \text{ MeV}$  und  $82.2 \text{ MeV}$ . Der systematische Fehler für das 42 MeV-Spektrum im hohen Anregungsenergiebereich ist wegen des zusätzlichen Fehlers (5.4%) durch den Vergleich des Überlappbereichs 8%.

## 5 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden den Resultaten für die beobachteten M1-Anregungen Schalenmodellrechnungen unter Verwendung der USD-Wechselwirkung (Unified SD, [26]) gegenüber gestellt. Im ersten Teil werden Modellrechnungen für Formfaktoren einzelner Übergänge vorgestellt und mit den experimentellen Daten verglichen. Der zweite Teil beinhaltet eine Diskussion der extrahierten Übergangsstärken am Photonenpunkt und der M1-Summenstärke der stärksten vier Übergänge im Vergleich zu den analogen Gamov-Teller Übergängen. Außerdem wird eine Verteilung der experimentell ermittelten M2-Übergangsstärke bis 14 MeV gezeigt.

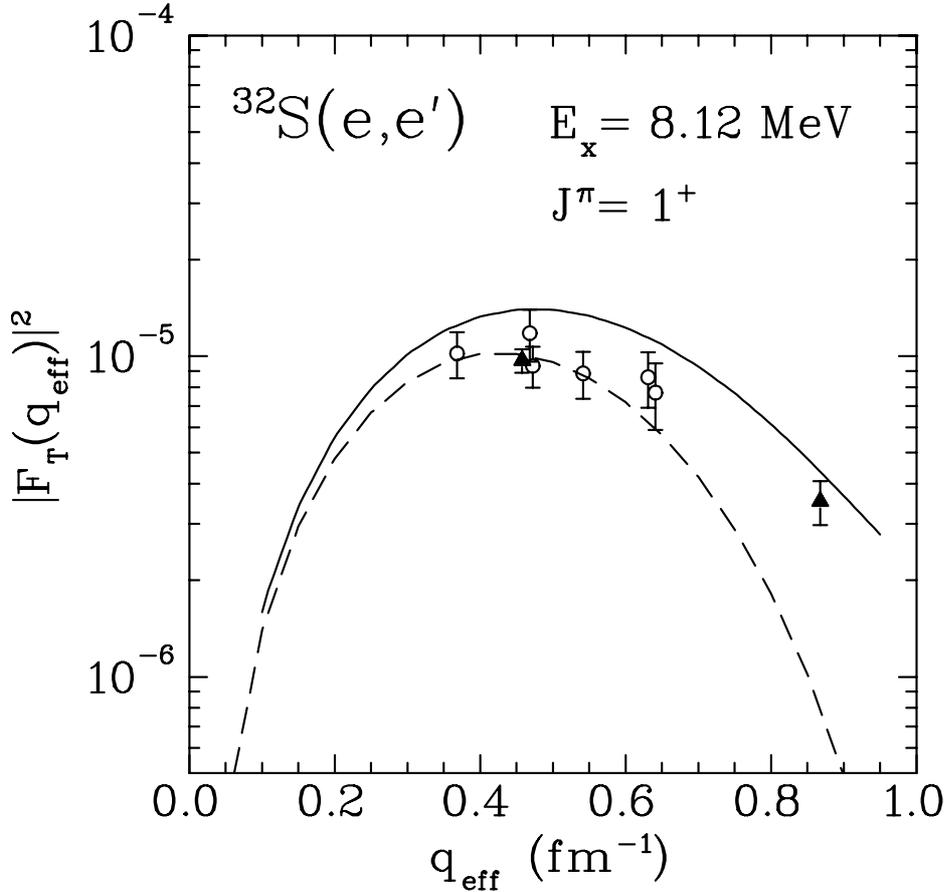
### 5.1 Formfaktoren

Die Schalenmodellrechnung unter Verwendung der USD-Wechselwirkung von Brown und Wildenthal [26] zeigt für die Anregungsenergien der M1-Übergänge eine Übereinstimmung mit dem Experiment (vgl. Tabelle 5.1). Allen gemessenen M1-Übergängen konnten Übergänge der Schalenmodellrechnung zugeordnet werden. Das Schalenmodell berechnet noch weitere schwache Anregungen, die aber experimentel nicht beobachtet wurden. Anregungen mit den vorhergesagten Stärken liegen allerdings meistens unterhalb der experimentellen Nachweisgrenze.

**Tabelle 5.1:** Vergleich der Anregungsenergien von am S-DALINAC beobachteten  $1^+$ -Zuständen in  $^{32}\text{S}$  mit einer Schalenmodellrechnung unter Verwendung der empirischen USD-Wechselwirkung.

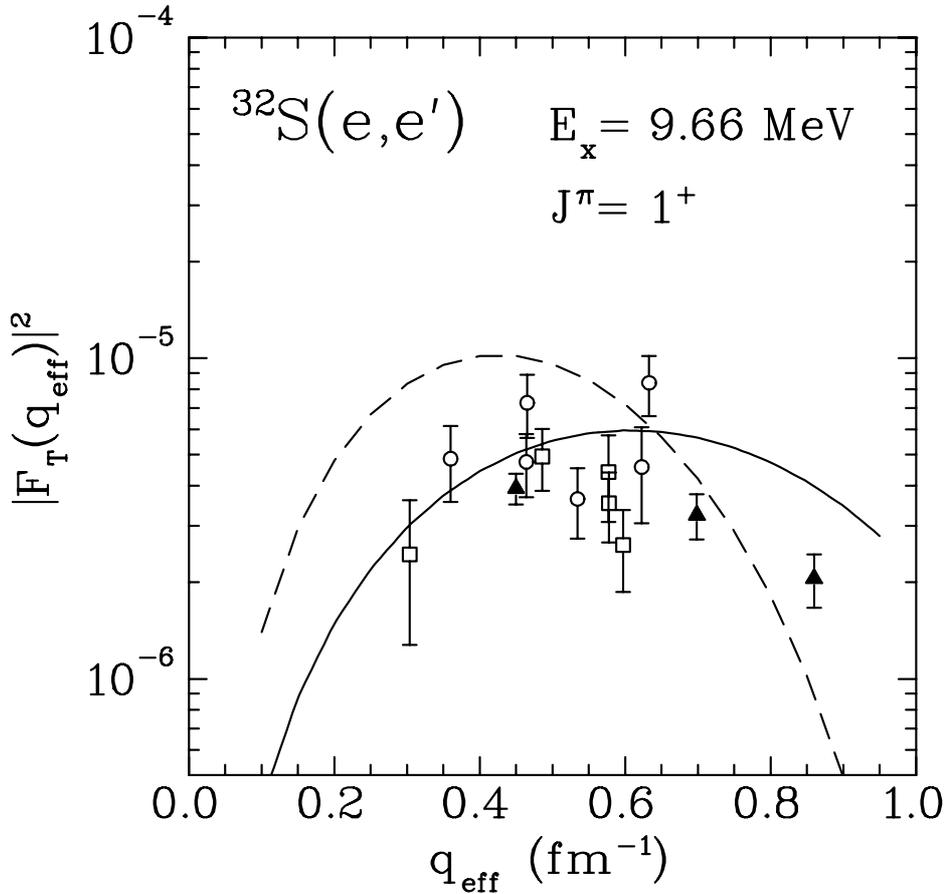
S-DALINAC: $E_x$ [MeV]	7.00	7.18	8.12	9.66	11.13	11.63
USD[26]: $E_x$ [MeV]	7.06	7.18	8.10	9.78	11.03	11.74

Die Abbildungen 5.1 – 5.3 zeigen für  $^{32}\text{S}$  die transversalen Formfaktoren der M1-Übergänge bei 8.12 MeV und 9.66 MeV und der Summe der M1-Übergänge bei 11.13 MeV und 11.63 MeV in Abhängigkeit vom effektiven Impulsübertrag. Die Daten stammen aus den Experimenten am S-DALINAC und aus [14, 15]. Die gemessenen Übergänge bei 11.13 MeV und 11.63 MeV lassen sich nur in der Summe mit dem Schalenmodell vergleichen, denn bei so nah benachbarten M1-Übergängen sind Zustandsmischungen extrem abhängig von der Differenz der Anregungsenergie der beiden Zustände. Das Schalenmodell ist aber nicht in der Lage, diese Differenz mit der erforderlichen Genauigkeit zu berechnen (0.7 MeV statt



**Abb. 5.1:** Transversaler Formfaktor des M1-Übergangs in  $^{32}\text{S}$  bei 8.12 MeV. Die experimentellen Daten stammen aus [15] ( $\circ$ ) und aus den Messungen am S-DALINAC ( $\blacktriangle$ ). Die durchgezogene Linie stellt Schalenmodellrechnungen mit der USD-Wechselwirkung und freien  $g$ -Faktoren dar. In der gestrichelten Linie sind zusätzlich Rumpf-Polarisation, Mesonenaustauschströme und Anregungen des  $\Delta$ -Isobars berücksichtigt [30, 31].

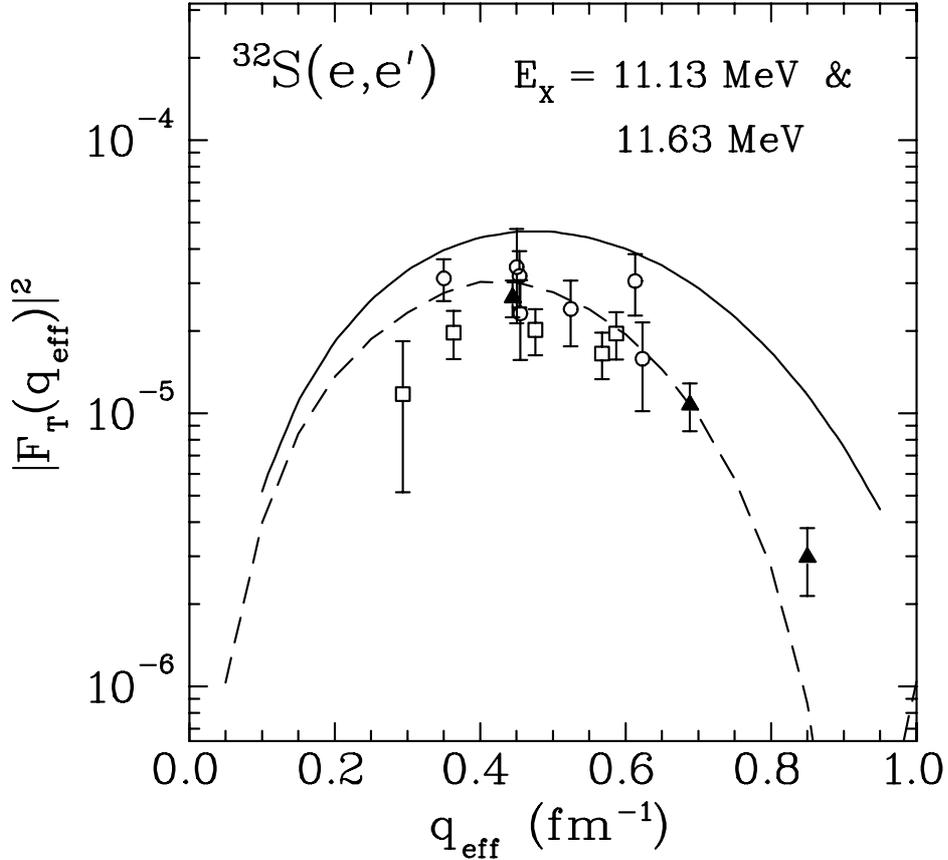
der experimentellen 0.5 MeV). Daher liefert nur die Summe der beiden Anregungen ein realistisches Ergebnis. Die durchgezogene Linie in den Abbildungen 5.1 – 5.3 sind Rechnungen mit freien  $g$ -Faktoren. In den gestrichelten Kurven sind zusätzlich Rumpf-Polarisationen, Mesonenaustauschströme und  $\Delta$ -Isobar Anregungen berücksichtigt [30, 31] (siehe auch Kap. 2.2). Ohne diese Korrekturen überschätzt die Rechnung die Daten deutlich. Bei Berücksichtigung der Korrekturen passen die Formfaktoren bis auf den M1-Übergang bei 9.66 MeV in der absoluten Höhe sehr gut. Der Formfaktorverlauf wird für die Übergänge bei 8.12 MeV und 9.66 MeV bei einer freien Anpassung der Stärke durch die Rechnung ohne Korrekturen besser wiedergegeben, während die Summe der Übergänge bei 11.13 MeV und 11.63 MeV durch die Kurve mit den entsprechenden Korrekturen



**Abb. 5.2:** Transversaler Formfaktor des M1-Übergangs in  $^{32}\text{S}$  bei 9.66 MeV. Die experimentellen Daten stammen aus [15] (o) und aus den Messungen am S-DALINAC (▲). Die durchgezogene Linie stellt Schalenmodellrechnungen mit der USD-Wechselwirkung und freien  $g$ -Faktoren dar. In der gestrichelten Linie sind zusätzlich Rumpf-Polarisation, Mesonenaustauschströme und Anregungen des  $\Delta$ -Isobars berücksichtigt [30, 31].

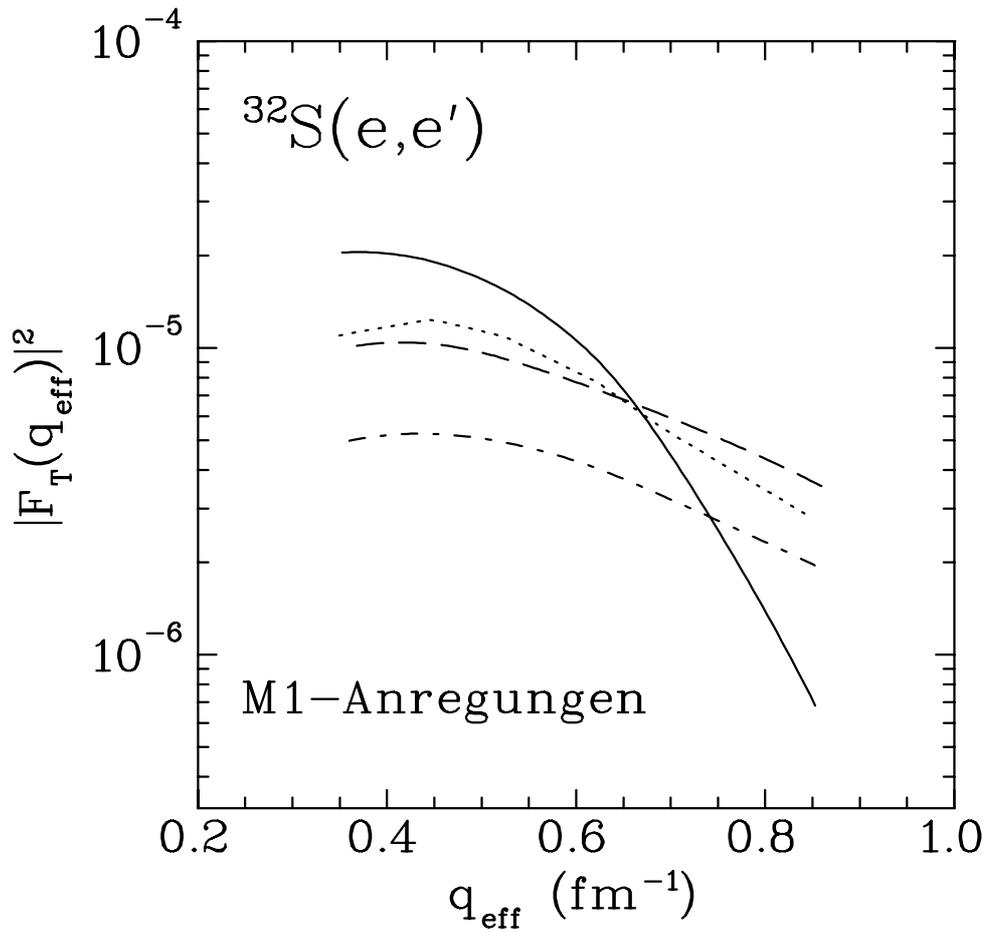
besser dargestellt werden. Die Korrekturen sind jedoch in der Regel zu stark.

Vergleicht man die Formfaktoren der stärksten vier M1-Anregungen bei Impulsüberträgen oberhalb des ersten Maximums, so stellt man für eine dieser Anregungen einen deutlich unterschiedlichen Formfaktorverlauf fest. Der M1-Übergang bei 11.13 MeV besitzt ein Minimum bei kleinerem Impulsübertrag (vgl. Abb. 5.4) als die anderen M1-Übergänge. Im Schalenmodell ist dieser Unterschied aber viel kleiner und der Formfaktorverlauf denen der anderen Übergänge sehr ähnlich. Wenn man den Bahnanteil in empirischen Schalenmodellrechnungen [28] um einen Faktor vier erhöht und anschließend die absolute Stärke an die Daten anpaßt, kann man den Formfaktorverlauf reproduzieren.



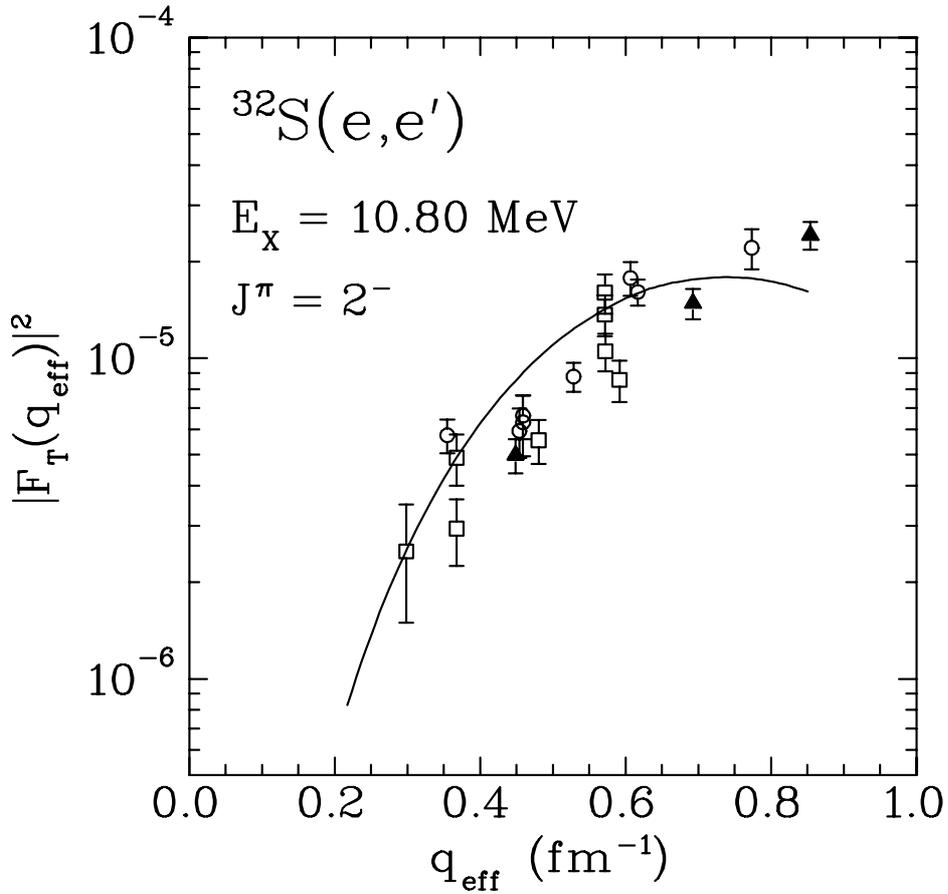
**Abb. 5.3:** Formfaktorbild der Summe der beiden  $1^+$ -Zustände bei 11.13 MeV und 11.63 MeV. Die experimentellen Daten stammen von [14] ( $\square$ ), [15] ( $\circ$ ) und aus den Messungen am S-DALINAC ( $\blacktriangle$ ). Die durchgezogene Linie beschreibt die Modellrechnung ohne Korrekturen, die gestrichelte Linie die Rechnung mit den für das Quenching berechneten Korrekturen.

Abbildung 5.5 zeigt einen typischen Formfaktorverlauf eines M2-Übergangs. Das Maximum liegt bei einem größeren Impulsübertrag als das der M1-Übergänge. Man kann daher in der Regel schon aus dem Formfaktorverlauf auf die Multipolarität eines Zustandes schließen. Innerhalb der  $sd$ -Schale sind nur Übergänge positiver Parität möglich. Ein M2-Übergang muß daher als Übergang eines Nukleons aus der  $sd$ -Schale in die  $fp$ -Schale beschrieben werden. Eine Beschreibung derartiger Übergänge zwischen zwei Hauptschalen ist derzeit im Rahmen des Schalenmodells ohne eine drastische Beschneidung des Konfigurationsraumes nicht möglich. Daher wurde für den Übergang in Abbildung 5.5 mit Hilfe des Programm PAMELA [65] ein  $0d_{3/2}^{-1}-0f_{7/2}$  Übergang für eine Anregungsenergie von 10.80 MeV berechnet und die Höhe an die experimentellen Daten angepaßt. Diese einfache Rechnung gibt den Verlauf nur näherungsweise wieder. Die experimen-



**Abb. 5.4:** Formfaktorverlauf der stärksten gemessenen M1-Anregungen in  $^{32}\text{S}$  oberhalb des ersten Maximums. Die gestrichelte Linie entspricht der Anregung bei 8.12 MeV, die strichpunktierte Linie der Anregung bei 9.66 MeV, die durchgezogene der Anregung bei 11.13 MeV und die gepunktete dem Übergang bei 11.63 MeV.

tellen Daten deuten auf einen etwas langsamer ansteigenden Formfaktorverlauf hin.



**Abb. 5.5:** Exemplarisches Formfaktorbild eines M2-Übergangs von  $^{32}\text{S}$  bei 10.80 MeV. Die durchgezogene Linie repräsentiert die in der Höhe skalierten PAMELA-Rechnung für einen Übergang von  $0d_{3/2}$  nach  $0f_{7/2}$ . Die Daten ( $\square$ ) sind von [14] am MUSL-2, ( $\circ$ ) Daten von [15] am CUA/NBS und ( $\blacktriangle$ ) Messungen am S-DALINAC.

## 5.2 Übergangsstärken

Die Zuordnung der Multipolarität des Übergangs sowie die Bestimmung der Übergangsstärke kann sowohl durch eine modellabhängige als auch eine nahezu modellunabhängige Analyse durchgeführt werden.

Um auf modellunabhängige Art und Weise die Übergangsstärke am Photonenpunkt zu ermitteln, wurden die Formfaktoren der M1-Übergänge in PWBA-Übergangsstärken (vgl. Kap. 2.1) umgerechnet. Hier sind noch einmal die Beziehungen

(2.25) und (2.26) erwähnt.

$$B(M\lambda, q)^{\frac{1}{2}} = B(M\lambda, 0)^{\frac{1}{2}} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l C_l^\lambda q^{2l} R_{tr}^{2l} \quad (5.1)$$

mit

$$C_l^\lambda = \frac{(2\lambda + 1)!!}{2^l \cdot l!(2(\lambda + l) + 1)!!} \frac{2l + \lambda + 1}{\lambda + 1} \quad (5.2)$$

Die Entwicklung wurde nach  $l = 3$  abgebrochen. Die Parameter  $B(M\lambda, 0)$  und  $R_{tr}^{2l}$  wurden jeweils für  $\lambda = 1, 2$  und  $3$  an die Daten angepaßt. Da nicht ausreichend Daten vorhanden waren, wurden die Größen  $R_{tr}^6$  und  $R_{tr}^4$  durch die Beziehungen  $R_{tr}^4 = 1.09(R_{tr}^2)^2$  und  $R_{tr}^6 = 1.18(R_{tr}^2)^3$  mit  $R_{tr}^2$  korreliert. Die Koeffizienten 1.09 und 1.18 stammen aus der Arbeit von [14]. Sie wurden aus den radialen Momenten mit Hilfe des Programms DENS gewonnen. Für jeden Übergang wurde die Multipolarität und die Übergangsstärke am Photonenpunkt aus der Anpassung bestimmt, die das kleinste  $\chi^2$  besaß und dessen Übergangsradius mit dem Ladungsradius vergleichbar war. Wenn bei der PWBA-Analyse ein Übergang als M1-Anregung identifiziert wurde, dann wurde diese Analyse für die Bestimmung der Übergangsstärke ohne den Wert bei einer Strahlenergie von 82.15 MeV wiederholt, weil die Anwendbarkeit der PWBA-Entwicklung für Impulsüberträge in der Nähe des Formfaktorminimums nicht mehr gewährleistet ist. Bis auf diese Ausnahmen wurden für die PWBA-Analyse trotz der großen Abweichungen zwischen den Resultaten von [14] und [15] alle experimentellen Elektronenstreudaten berücksichtigt, da die Daten aus dem vorliegenden Experiment im allgemeinen zwischen den anderen Elektronenstreudaten liegen und daher keine der älteren Messungen eindeutig favorisieren. Abbildung 5.6 zeigt als Beispiel die Anpassung für den Übergang bei 9.66 MeV unter der Annahme einer Multipolarität von 1,2 oder 3. In Tabelle 5.2 sind jeweils die resultierenden Übergangsstärken, die Übergangsradien und die  $\chi^2$ -Werte aufgelistet.

Die Ergebnisse der kompletten PWBA-Analyse sind in Anhang B zusammengefaßt. Daneben wurden die Übergangsstärken auch durch Anpassung der Formfaktoren aus Modellrechnungen an die experimentellen Daten ermittelt. Tabelle 5.3 zeigt einen Vergleich zwischen den Übergangsstärken der vier stärksten Übergänge aus einer PWBA-Analyse und aus den zwei Schalenmodellrechnungen (siehe Kapitel 5.1), die in der absoluten Höhe an die Daten angepaßt wurden. Die eine Rechnung ( $B(M1)_{g_{free}}$ ) verwendet die USD-Wechselwirkung mit freien  $g$ -Faktoren, die andere ( $B(M1)_{BI}$ ) berücksichtigt zusätzlich Rumpf-Polarisation, Mesonenaustauschströme und  $\Delta$ -Isobar Anregungen.

Die unterschiedlichen Analysemethoden liefern verschiedene Übergangsstärken für die einzelnen Anregungen. Für die Anregungen bei 8.12 MeV, 9.66 MeV und

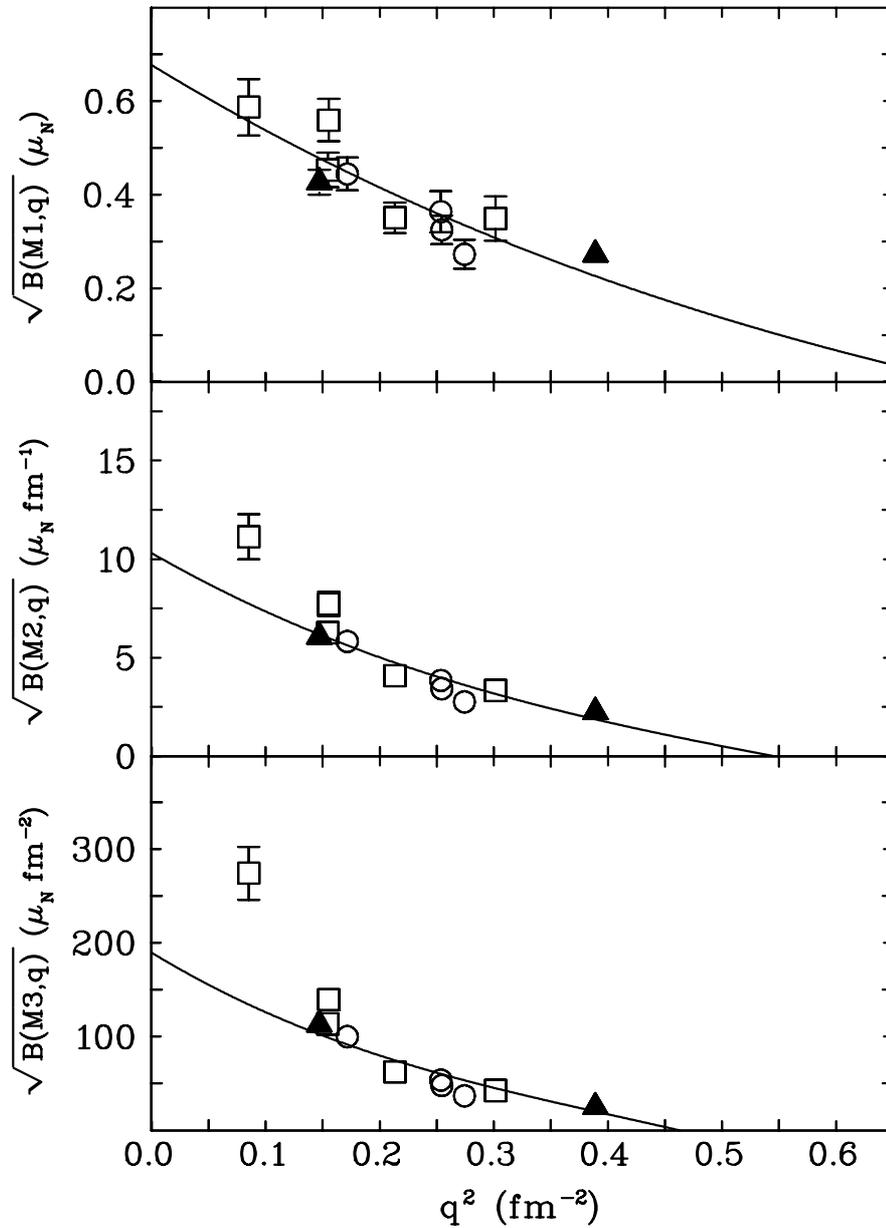
**Tabelle 5.2:** Ergebnis der PWBA–Analyse für den Übergang bei 9.66 MeV in  $^{32}\text{S}$ . Die Multipolarität, die am ehesten den Übergang beschreibt, ist fettgedruckt.

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$B(M\lambda, k)$ $(\mu_N^2 fm^{2\lambda})$	$R_{tr}$ (fm)	$\chi^2$
<b>9.66</b>	$1^+$	<b><math>0.34 \pm 0.07</math></b>	<b><math>2.90 \pm 0.32</math></b>	<b>36</b>
9.66	$2^-$	$101 \pm 24$	$5.93 \pm 0.26$	50
9.66	$3^+$	$35500 \pm 9100$	$6.8 \pm 0.2$	86

**Tabelle 5.3:** Vergleich der extrahierten M1–Übergangsstärken mit unterschiedlichen Analysemethoden. Die Größen  $B(M1)_{g_{free}}$  entsprechen einer Skalierung der Schalenmodellrechnung unter Verwendung der USD–Wechselwirkung mit freien  $g$ –Faktoren an die experimentellen Daten. Die Übergangsstärken  $B(M1)_{Bl}$  entsprechen einer Anpassung der in Abbildung 5.1–5.3 gezeigten gestrichelten Kurve.

$E_x$ (MeV)	PWBA	Anpassung	
	$B(M1)$ $(\mu_N^2)$	$B(M1)_{g_{free}}$ $(\mu_N^2)$	$B(M1)_{Bl}$ $(\mu_N^2)$
8.12	$0.87 \pm 0.09$	$1.01 \pm 0.04$	$1.38 \pm 0.11$
9.66	$0.37 \pm 0.06$	$0.30 \pm 0.03$	$0.16 \pm 0.02$
11.13	$2.10 \pm 0.15$	$1.62 \pm 0.12$	$2.18 \pm 0.13$
11.63	$1.04 \pm 0.09$	$1.07 \pm 0.08$	$1.59 \pm 0.13$
11.13 + 11.63	$3.14 \pm 0.24$	$2.69 \pm 0.14$	$3.69 \pm 0.15$

11.63 MeV, deren Formfaktorverlauf durch die Rechnung mit freien  $g$ –Faktoren wiedergegeben wird, stimmen die PWBA–Resultate und die entsprechenden, skalierten Modellrechnungen überein. Andererseits ist in dem Modell mit Berücksichtigung zusätzlicher Quenchingeffekte für die Anregung bei 11.13 MeV eine Übereinstimmung mit der PWBA–Analyse gegeben. Man stellt fest, daß genau dort, wo das Modell den Formfaktorverlauf richtig beschreibt, auch eine mit der PWBA–Analyse konsistente Übergangsstärke ermittelt wird. Bei der PWBA–



**Abb. 5.6:** Das obere Bild zeigt eine PWBA-Analyse der Anregung in  $^{32}\text{S}$  bei 9.66 MeV unter der Annahme, daß dieser Übergang ein M1-Übergang ist, das mittlere für einen M2-Übergang und das untere für einen M3-Übergangs. Aufgetragen sind die Übergangsstärken über dem Quadrat des Impulsübertrags. Die Symbole (□) sind Daten aus [14], (○) entsprechen Daten aus [15] und (▲) stellen die Daten der Messungen am S-DALINAC dar.

Analyse wird durch Anpassung des Übergangsradius auch der Formfaktorverlauf angepaßt. Ein größerer Übergangsradius entspricht einem Minimum des Formfaktorverlaufs bei kleinerem Impulsübertrag. Die Übereinstimmung der PWBA-Analyse mit den beiden modellabhängigen Analysemethoden, wenn diese den Formfaktorverlauf gut beschreiben, bestätigt auch umgekehrt die Anwendbarkeit der PWBA-Analyse. Im folgenden werden daher nur die durch die PWBA-Analyse ermittelten Übergangsstärken zum Vergleich mit anderen Messungen und Modellrechnungen herangezogen.

Tabelle 5.4 zeigt einen Vergleich der aus dem vorliegenden Experiment extrahierten M1-Übergangsstärken mit den Elektronenstreudaten von [14, 15] sowie anderen Experimenten wie Kernresonanzfluoreszenz [66].

**Tabelle 5.4:** Vergleich der Ergebnisse der PWBA-Analyse für die vier stärksten M1-Übergänge in  $^{32}\text{S}$  mit Messungen am Beschleuniger MUSL-2 [14], am CUA/NBS [15] und Kernresonanzfluoreszenz-Experimenten [66].

	S-DALINAC	MUSL-2	CUA/NBS	NRF
$E_x$ (MeV)	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	B(M1) ( $\mu_N^2$ )
8.12	$0.87 \pm 0.09$	—	$1.14 \pm 0.18$	$1.24 \pm 0.17$
9.66	$0.37 \pm 0.06$	$0.55 \pm 0.24$	$0.69 \pm 0.18$	$0.43 \pm 0.12$
11.13	$2.10 \pm 0.15$	$1.24 \pm 0.13$	$2.40 \pm 0.22$	—
11.63	$1.04 \pm 0.09$	$0.77 \pm 0.14$	$1.26 \pm 0.20$	—

Die Ergebnisse aus dem vorliegenden Experiment sind mit den Kernresonanzfluoreszenz-Experimenten [66] konsistent und liegen bis auf den Übergang bei 9.66 MeV zwischen den von [14] und [15] angegebenen Übergangsstärken. Die Abweichung zu den anderen Elektronenstreudaten läßt sich am Beispiel des Übergangs bei 9.66 MeV in Abbildung 5.6 beobachten. Da die PWBA-Analyse sehr empfindlich auf unterschiedliche Formfaktorverläufe reagiert, ist es entscheidend, einen möglichst großen Impulsübertragungsbereich abzudecken. Durch die Daten des vorliegenden Experiments wird der Impulsübertragungsbereich erweitert. Die neugeonnenen Daten gehen wegen ihres kleinen Fehlers entscheidend in die Analyse ein.

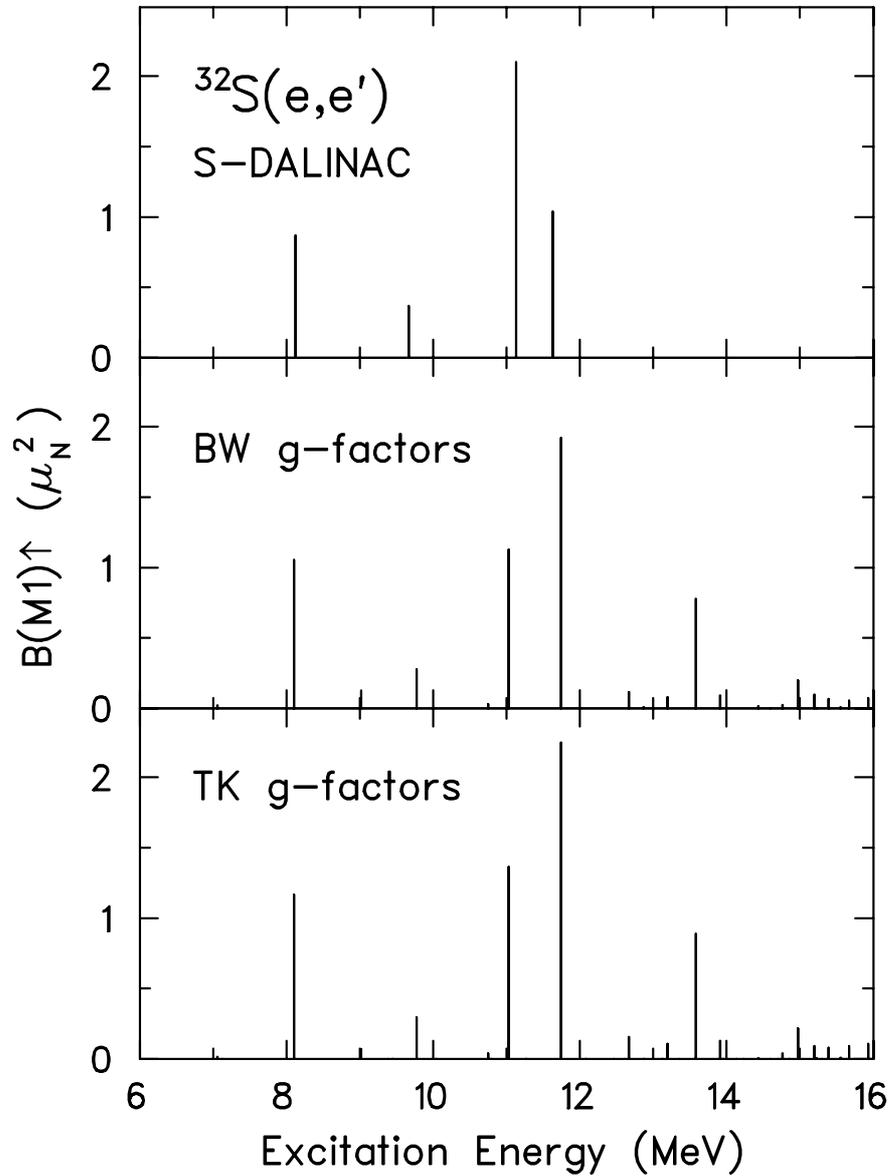
Abbildung 5.7 zeigt von oben nach unten die experimentelle M1-Stärkeverteilung, die M1-Stärkeverteilung einer Schalenmodellrechnung mit empirischen effektiven  $g$ -Faktoren nach Brown und Wildenthal ( $g_L^{eff}(IV) = 0.613$ ,  $g_S^{eff}(IV) = 3.971$  und

$g_P^{eff}(IV) = 0.399$ ) und eine Rechnung mit berechneten effektiven  $g$ -Faktoren nach Towner und Khanna ( $g_L^{eff}(IV) = 0.544$ ,  $g_S^{eff}(IV) = 4.267$  und  $g_P^{eff}(IV) = 0.167$ ). Letztere sind störungstheoretisch mit einem Ein-Boson-Austauschpotential berechnet [29]. Die effektiven  $g$ -Faktoren von Brown und Wildenthal sind durch Anpassung an experimentell ermittelte M1-Übergangsstärken von Kernen in der sd-Schale bestimmt [28].

Aus dem Vergleich mit den theoretischen Resultaten kann geschlossen werden, daß die vier experimentell identifizierten M1-Übergänge einen Anteil von etwa 70% der gesamten Stärke tragen (siehe Abbildung 5.7). Die USD-Wechselwirkung sagt noch einen relativ starken M1-Übergang (mit  $g$ -Faktoren nach Brown und Wildenthal:  $0.78 \mu_N^2$ ) bei 13.58 MeV voraus. Aus der experimentellen Empfindlichkeit kann die Existenz eines vergleichbar starken M1-Übergangs ausgeschlossen werden. Für Energien größer 12 MeV konnten keine M1-Übergänge nachgewiesen werden. Die Daten in diesem Bereich haben große Fehler. Zum Teil sind auch nur die drei Datenpunkte aus dem vorliegenden Experiment vorhanden, die für eine Analyse oft nicht ausreichen. Erschwerend kommt hinzu, daß in diesem Bereich sehr viele M2-Übergänge liegen, die unter Umständen schwache M1-Anregungen verdecken. Daher kann nicht ausgeschlossen werden, daß in dem Bereich noch weitere schwächere M1-Übergänge zu finden sind. Die folgende Diskussion beschränkt sich auf die vier stärksten Übergänge. Tabelle 5.5 zeigt für diese M1-Übergänge einen Vergleich zwischen den gemessenen Übergangsstärken und Schalenmodellrechnungen mit effektiven  $g$ -Faktoren nach Brown und Wildenthal und Towner und Khanna. Die Schalenmodellrechnungen mit effektiven  $g$ -Faktoren

**Tabelle 5.5:** Vergleich der Ergebnisse der PWBA-Analyse für die M1-Übergänge in  $^{32}\text{S}$  mit Schalenmodellrechnungen unter Verwendung effektiver  $g$ -Faktoren nach Brown und Wildenthal und effektiver  $g$ -Faktoren nach Towner und Khanna.

$E_x$ (MeV)	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	B(M1) <sub>BW</sub> ( $\mu_N^2$ )	B(M1) <sub>TK</sub> ( $\mu_N^2$ )
8.12	$0.87 \pm 0.09$	1.05	1.25
9.66	$0.37 \pm 0.06$	0.28	0.28
11.13	$2.10 \pm 0.15$	1.13	1.44
11.63	$1.04 \pm 0.09$	1.92	2.32
11.13 + 11.63	$3.14 \pm 0.17$	3.05	3.76
Summe	$4.38 \pm 0.21$	4.38	5.29



**Abb. 5.7:** Das obere Bild zeigt für  $^{32}\text{S}$  die experimentelle M1-Stärkeverteilung, das mittlere die Schalenmodellrechnung mit effektiven  $g$ -Faktoren nach Brown und Wildenthal und das untere die Rechnung mit effektiven  $g$ -Faktoren nach Towner und Khanna.

nach Towner und Khanna überschätzen systematisch die Übergangsstärken. Beachtet man, daß sich, wie oben bereits erwähnt, nur die Summe der experimentell

bestimmten Stärken bei 11.13 MeV und 11.63 MeV mit dem Schalenmodell vergleichen läßt, dann findet man Übereinstimmung zwischen Experiment und Schalenmodellrechnungen mit effektiven  $g$ -Faktoren nach Brown und Wildenthal.

Bei  $^{32}\text{S}$  handelt es sich um einen gerade-gerade (gg)-Kern mit gleicher Protonen- und Neutronenzahl. Der Grundzustand des Kerns ist daher durch den Isospin  $(T;T_z)=(0;0)$  charakterisiert. Im Gegensatz zu einem Kern mit  $N \neq Z$ , in dem isovektorielle M1-Anregungen mit einem Endzustands-Isospin  $T_f = T_0$  und  $T_f = T_0 + 1$  möglich sind, ist in einem selbstkonjugierten Kern  $T_f = T_0 + 1$  sichergestellt. Dies erlaubt, durch einen Vergleich der M1-Übergangsstärken mit analogen Gamow-Teller Übergangsstärken weiteren Aufschluß über die Struktur der beobachteten Anregungen zu gewinnen. Für Gamow-Teller Übergänge gelten die gleichen Auswahlregeln wie für M1-Übergänge ( $\Delta J = 1, \Delta T = 1$ ), nur ändert sich die  $z$ -Komponente des Isospins um eine Einheit ( $\Delta T_z = \pm 1$ ). Der Übergangoperator für Gamow-Teller Übergänge hat daher eine ähnliche Struktur, die sich schematisch schreiben läßt als

$$B(GT) \propto |\langle \psi_f | \mathbf{M}(\sigma) + \mathbf{M}(\Delta) + \mathbf{M}_A(MEC) | \psi_0 \rangle|^2. \quad (5.3)$$

wobei  $\mathbf{M}_A(MEC)$  Mesonenaustauschströme aus der Axialvektorkopplung beschreiben. M1-Anregungen lassen sich analog darstellen als

$$B(M1) \propto |\langle \psi_f | \mathbf{M}(\sigma) + \mathbf{M}(\Delta) + \mathbf{M}(\ell) + \mathbf{M}_V(MEC) | \psi_0 \rangle|^2. \quad (5.4)$$

Experimentell läßt sich die Gamow-Teller Übergangsstärke aus den Wirkungsquerschnitten von Ladungsaustauschreaktionen des Typs  $^{32}\text{S}(p,n)^{32}\text{Cl}$  und  $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$  und aus dem  $\beta$ -Zerfall bestimmen. Die axialvektoriellen Mesonenaustauschströme sind wegen der G-Paritätserhaltung vernachlässigbar klein. Der Unterschied in der Übergangsstärke zwischen Gamow-Teller Übergängen und M1-Anregungen wird durch Bahnanteile und vektorielle Mesonenaustauschströme, die nur in M1-Übergängen vorkommen, hervorgerufen. Aus dem Verhältnis von M1-Stärke zu Gamow-Teller Stärke läßt sich daher der Anteil aus vektoriellen Mesonenaustauschströmen und aus dem Bahnanteil abschätzen. Hierzu wird die Größe  $R$  definiert [12]

$$R = \frac{8\pi}{3(\mu_p - \mu_n)^2} \frac{B(M1)}{B(GT)}. \quad (5.5)$$

Eine Abweichung des  $R$ -Faktors von eins deutet auf zusätzliche Beiträge aus dem Bahnanteil und/oder vektoriellen Mesonenaustauschströmen hin.

Die Tabellen 5.6 und 5.7 bieten einen Vergleich von M1- und Gamow-Teller Stärken für die hier untersuchten Übergänge in  $^{32}\text{S}$  und die daraus extrahierten  $R$ -Faktoren. Ein direkter Vergleich der  $R$ -Faktoren einzelner Übergänge erlaubt

**Tabelle 5.6:** Vergleich der experimentellen und theoretischen Ergebnisse der M1-Übergänge in  $^{32}\text{S}$  mit experimentellen und theoretischen analogen Gamow-Teller Übergangsstärken.

$E_x$ (MeV)	$B_{exp}^{M1}$ ( $\mu_N^2$ )	$B_{BW}^{M1}$ ( $\mu_N^2$ )	$B_{TK}^{M1}$ ( $\mu_N^2$ )	$B_{exp}^{GT}$ ( $\mu_N^2$ )	$B_{BW}^{GT}$ ( $\mu_N^2$ )	$B_{TK}^{GT}$ ( $\mu_N^2$ )
8.12	0.87(9)	1.05	1.25	0.91(12)	0.68	0.74
9.66	0.37(6)	0.28	0.28	0.19(3)	0.12	0.15
11.13 <sup>a</sup>	2.10(15)	1.13	1.44	2.66(34)	1.09	1.29
11.63 <sup>b</sup>	1.04(9)	1.92	2.32	0.82(11)	1.56	1.84
$a+b$	3.14(17)	3.05	3.76	3.48(36)	2.65	3.16
$\Sigma$	4.38(21)	4.38	5.29	4.57(38)	3.45	4.06

**Tabelle 5.7:** Vergleich der Ergebnisse der experimentellen und theoretischen  $R$ -Faktoren für die M1- und Gamow-Teller Übergangsstärken von analogen Zuständen.

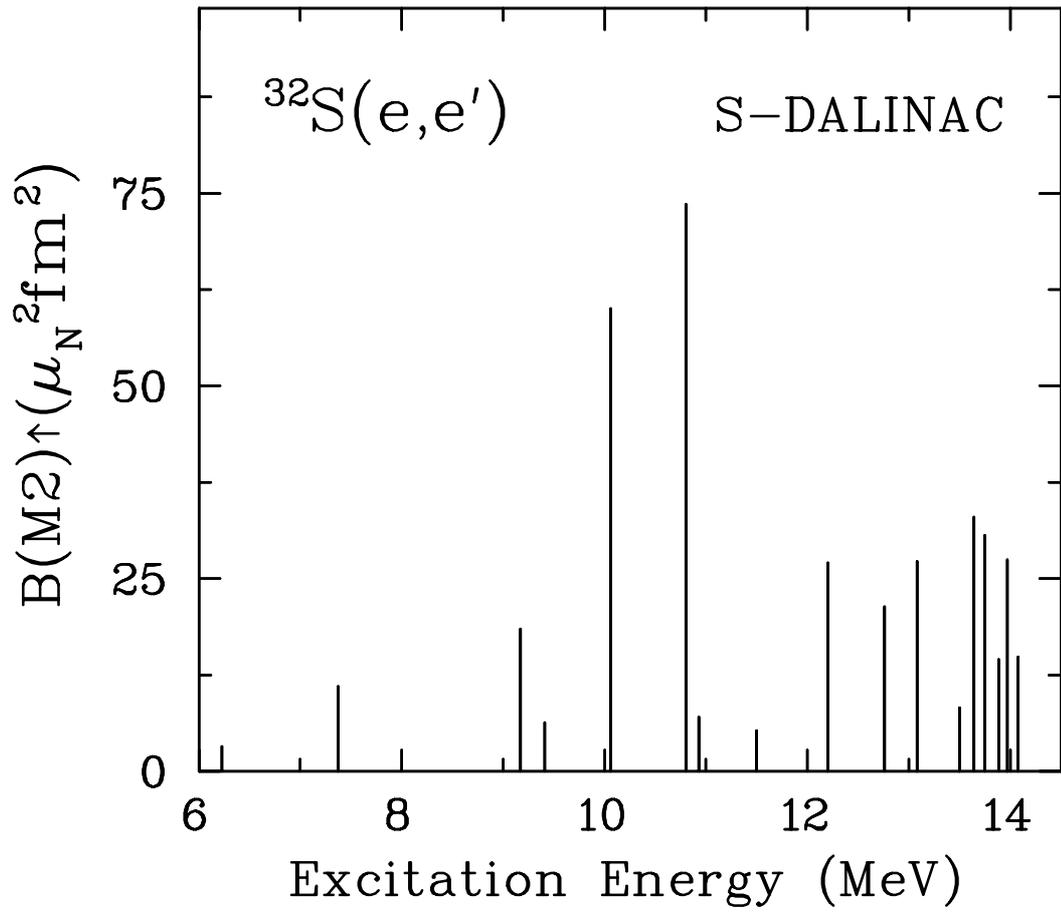
$E_x$ (MeV)	$R_{exp}$	$R_{BW}$	$R_{TK}$
8.12	$0.96 \pm 0.23$	1.54	1.69
9.66	$1.95 \pm 0.61$	2.33	1.97
11.13	$0.79 \pm 0.16$	1.04	1.12
11.63	$1.27 \pm 0.28$	1.23	1.26
11.13+11.63	$0.90 \pm 0.16$	1.15	1.19
Summe	$0.95 \pm 0.13$	1.27	1.30

keine Aussagen über Mesonenaustauschströme, da der Bahnanteil für einzelne Anregungen nicht vernachlässigbar ist und die notwendige Übereinstimmung mit den Schalenmodellrechnungen nicht gegeben ist. Die Summenstärke kann aber durch Schalenmodelle besser beschrieben werden. Da es noch nicht möglich ist, eine experimentelle M1-Summenstärke anzugeben, ist hier nur die Summe der vier stärksten Anregungen, die aber gemäß den Schalenmodellrechnungen etwa 70%

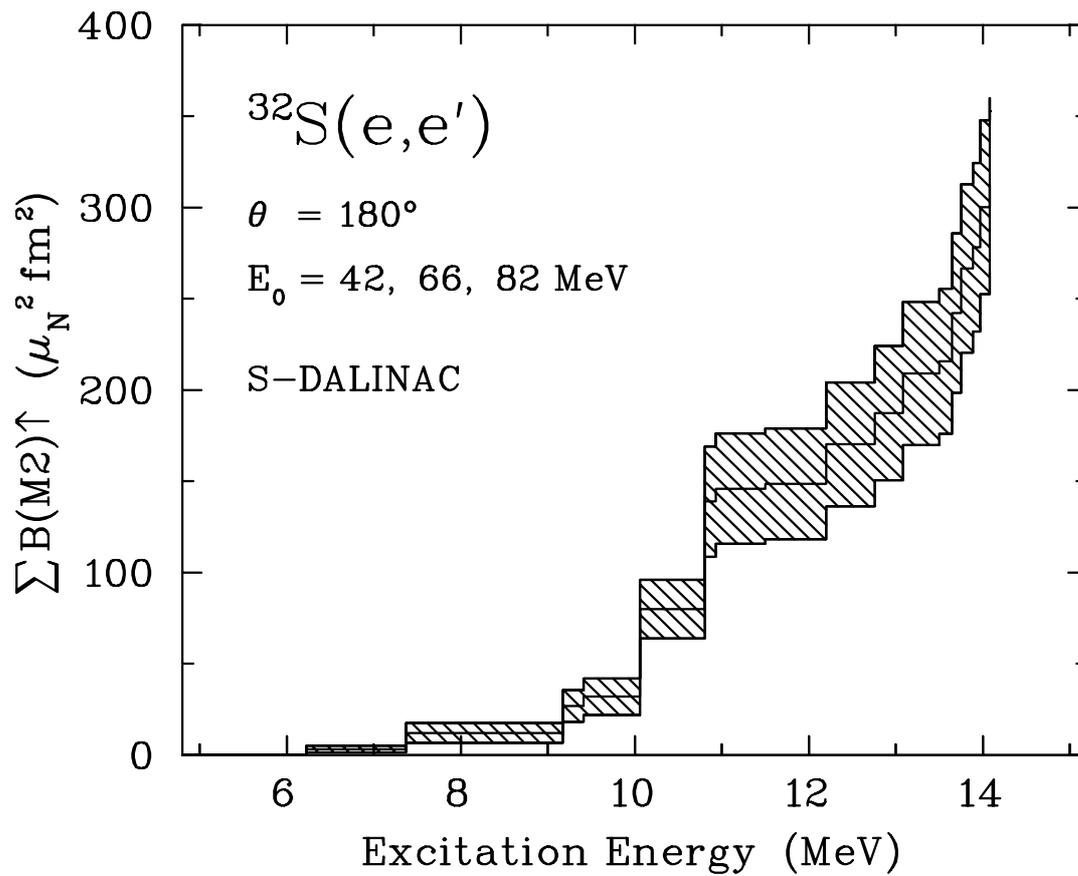
der kompletten M1–Summenstärke enthalten sollen, aufgelistet. Da der Beitrag der Bahnanteile zur M1–Summenstärke in der  $sd$ –Schale typischerweise kleiner als 10% ist [69, 70], läßt sich aus der kompletten Summenstärke durch Vergleich mit der Gamow–Teller Summenstärke der Anteil an vektoriellen Mesonenaustauschströmen extrahieren. Sowohl Schalenmodellrechnungen mit effektiven  $g$ –Faktoren nach Brown und Wildenthal als auch nach Towner und Khanna sagen bei Betrachtung der Summenstärke der vier betrachteten Anregungen einen  $R$ –Faktor von 1.30 bzw. 1.27 und bei Betrachtung der kompletten Summenstärke 1.14 bzw. 1.12 voraus. Die Erhöhung des  $R$ –Faktors in den Rechnungen wird auf vektorielle Mesonenaustauschströme zurückgeführt. Experimentell ergibt sich jedoch für die vier stärksten Übergänge ein  $R$ –Faktor von 0.95. Der kleinste  $R$ –Faktor wird für den experimentell stärksten Übergang bei 11.13 MeV beobachtet. Bedenkt man, daß Mesonenaustauschströme in allen Rechnungen einen positiven Beitrag zur Übergangsstärke liefern sollen, liegt die Vermutung nahe, daß ein bedeutender negativer Bahnanteil zu diesem  $R$ –Faktor beigetragen hat. Durch diesen Übergang wird der  $R$ –Faktor für die Summe der vier betrachteten Anregungen entscheidend beeinflusst.

Obwohl die Schalenmodellrechnung mit effektiven  $g$ –Faktoren nach Brown und Wildenthal die komplette Gamow–Teller Summenstärke richtig berechnet, ist für die vier betrachteten Gamow–Teller Übergänge keine Übereinstimmung mit dem Experiment zu sehen. Da die  $R$ –Faktoren für die vier Übergänge in den Schalenmodellrechnungen nicht korrekt beschrieben werden, kann auch der Anteil an Mesonenaustauschströmen aus dem  $R$ –Faktor nicht extrahiert werden. Zur Klärung, ob es analog zu  $^{24}\text{Mg}$  und  $^{28}\text{Si}$  Hinweise auf eine Erhöhung der M1–Stärke durch Mesonenaustauschströme gibt, ist eine Messung der kompletten M1–Stärke notwendig.

Für M2–Übergänge gibt es bisher keine Rechnungen, die einen ebenso detaillierten Vergleich ermöglichen. Abbildung 5.8 zeigt die experimentelle M2–Stärkeverteilung bis 14 MeV. In Abbildung 5.9 ist die entsprechende M2–Summenstärke als Funktion der Anregungsenergie aufgetragen. Oberhalb von 13 MeV sind sehr viele M2–Anregungen zu beobachten. Geht man von der empirischen Regel für die Schwerpunktsenergie  $E_x(M2) \approx 44 \cdot A^{-1/3}$  [71] aus, dann sind durch diese Messungen die M2–Übergänge bis etwa zu dieser Schwerpunktsenergie bestimmt worden. Es sind daher noch zahlreiche M2–Übergänge oberhalb 14 MeV zu erwarten, wie sie beispielsweise in der Untersuchung von  $^{28}\text{Si}$  [8] bereits beobachtet wurden. Erst durch Messungen jenseits der Anregungsenergie von 14 MeV kann die M2–Summenstärke bestimmt werden, die einen interessanten Test einer energiegewichteten Summenregel [72] erlauben würde.



**Abb. 5.8:** Experimentelle M2-Stärkeverteilung für  $^{32}\text{S}$  bis zu einer Anregungsenergie von etwa 14 MeV.



**Abb. 5.9:** Experimentelle M2-Summenstärke für  $^{32}\text{S}$  bis zu einer Anregungsenergie von etwa 14 MeV.

## 6 Ausblick

Grundlage der vorliegenden Arbeit sind die Elektronenstreuexperimente unter  $180^\circ$  am S-DALINAC an  $^{32}\text{S}$ . In diesem Experiment wurde der Elektronenstrahl mit einer 10 MHz-Zeitstruktur betrieben. Es konnte dadurch die Flugzeitdifferenz von Elektronen verschiedenen Ursprungsortes gemessen und damit unterschiedliche Untergrundquellen lokalisiert werden. Durch die Korrektur der Elektronenflugzeiten auf die unterschiedlichen Laufzeiten im Spektrometer wurde die Zeitauflösung und Lokalisierung der Untergrundquellen weiter verbessert. Es hat sich bei der Auswertung gezeigt, daß diese Maßnahmen ein herausragendes Mittel zur Reduktion des Untergrundes darstellen. Durch die in Kap. 4.1 beschriebene Raumwinkelkorrektur konnte die komplette horizontale Winkelakzeptanz zugelassen werden. Damit erhöht sich nicht nur die Raumwinkelakzeptanz, sondern auch der Impulsübertragsbereich. Dieses Verfahren konnte für weitere  $180^\circ$ -Elektronenstreuexperimente am QClam-Spektrometer etabliert werden.

In der vorliegenden Arbeit wurden die gemessenen Anregungen in  $^{32}\text{S}$  vollständig ausgewertet und mit Schalenmodellrechnungen unter Verwendung der USD-Wechselwirkung verglichen. Da der untersuchte Impulsübertragsbereich durch diese Messungen erweitert wurde und Rechnungen zur Verfügung standen, die die einzelnen Beiträge zum Quenching in Abhängigkeit vom Impulsübertrag berechneten, konnte erstmals auch der Formfaktorverlauf detailliert diskutiert werden. Dabei zeigte sich, daß einerseits die berechneten Korrekturen am Formfaktorverlauf zu stark sind, daß aber andererseits die berechneten Übergangsstärken überschätzt werden. Hier bietet sich ein sehr guter Ansatzpunkt zur Überprüfung von Schalenmodellrechnungen.

Die Untersuchung der M1-Summenstärke mußte auf die vier stärksten Übergänge (8.12 MeV, 9.66 MeV, 11.13 MeV und 11.63 MeV), die aber rund 70% der Gesamtstärke ausschöpfen, beschränkt werden. In dem Bereich über 12 MeV wurden keine weiteren M1-Übergänge entdeckt. Bisherige Elektronenstreuexperimente in diesem Bereich streuen sehr stark. Um die experimentelle Nachweisgrenze zu senken, sind weitere Messungen mit besserer Energieauflösung notwendig. Wenn man statt der totalen experimentellen Summenstärke nur die Summenstärke der vier Anregungen mit der entsprechenden Gamow-Teller Summenstärke vergleicht, dann erhält man einen  $R$ -Faktor von  $0.95 \pm 0.14$ . Dieser Wert stimmt nicht mit dem Wert 1.27 überein, der von der Schalenmodellrechnung unter Verwendung der USD-Wechselwirkung mit effektiven  $g$ -Faktoren nach Brown und Widenthal vorausgesagt wird. Diese Rechnung beschreibt die Anregungsenergie der bisher beobachteten Übergänge auf 100 keV genau und sagt noch weitere M1-Übergänge bis etwa 16 MeV voraus. Um eine genauere Analyse durchzuführen, sind nicht nur genauere Daten in dem bisher untersuchten Anregungsenergiebereich erforderlich, sondern auch die Bestimmung der M1-Stärkeverteilung bis etwa 16 MeV. Dies erlaubt die Ermittlung der M1-Summenstärke. Da der Beitrag der Bahnantei-

le zur M1-Summenstärke in der  $sd$ -Schale typischerweise kleiner 10% ist, läßt sich aus der kompletten Summenstärke durch Vergleich mit der Gamow-Teller Summenstärke der Anteil an vektoriellen Mesonenaustauschströmen extrahieren.

Mit einer Erweiterung des Anregungsenergiebereichs bis etwa 20 MeV würde man auch die M2-Summenstärke vollständig ermitteln können. Ein Vergleich mit M2-Summenregeln wäre dann auch für  $^{32}\text{S}$  möglich. Wie man aber schon in Abbildung 5.8 erkennt, nimmt die Niveaudichte für M2-Übergänge um 14 MeV stark zu. Um eine Messung in diesem Bereich erfolgreich durchzuführen, muß die Energieauflösung noch verbessert werden. Dies kann durch Verwendung von Targets mit einer kleineren Flächenbelegung und/oder durch Messungen am Energieverlustspektrometer bewerkstelligt werden.

## A Tabelle der Wirkungsquerschnitte

**Tabelle A.1:** Wirkungsquerschnitte und transversale Formfaktoren der unelastischen Elektronenstreuung an  $^{32}\text{S}$  unter  $180^\circ$ . Als Fehler ist die Summe aus statistischem und systematischen Fehler angegeben. Die Multipolarität wurde mit Hilfe der PWBA-Analyse bestimmt oder, wenn eine eindeutige Zuordnung gewährleistet war, von [54] übernommen.

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$q$ ( $\text{fm}^{-1}$ )	$E_0$ (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ( $\text{fm}^2/\text{sr}$ )	$F_T^2$	Fehler (%)
0.00	$0^+$	0.833	82.2	3.23E-07	0.00	8
4.28	$2^+$	0.406	42.2	7.44E-08	1.00E-06	17
		0.651	66.4	5.56E-08	1.85E-06	19
		0.811	82.2	2.78E-08	1.42E-06	19
5.00	$3^-$	0.647	66.4	4.53E-08	1.51E-06	23
		0.807	82.2	3.61E-08	1.84E-06	16
5.79	$2^+$	0.399	42.2	8.70E-09	1.17E-07	87
		0.644	66.4	4.58E-08	1.53E-06	43
		0.803	82.2	3.82E-08	1.96E-06	17
5.97		0.802	82.2	3.39E-08	1.74E-06	32
6.23	$2^-$	0.396	42.2	1.85E-08	2.49E-07	41
		0.641	66.4	4.38E-08	1.46E-06	23
		0.801	82.2	2.39E-08	1.22E-06	50
6.41		0.640	66.4	2.61E-08	8.70E-07	34
		0.800	82.2	2.00E-08	1.02E-06	29
6.57	$(4^-)$	0.639	66.4	7.94E-09	2.65E-07	87
		0.799	82.2	2.65E-08	1.36E-06	22
6.76		0.798	82.2	2.60E-08	1.33E-06	22
6.81		0.394	42.2	1.15E-08	1.56E-07	61
7.00	$1^+$	0.393	42.2	8.03E-08	1.08E-06	57
		0.637	66.4	3.59E-08	1.20E-06	27
		0.797	82.2	6.16E-08	3.15E-06	15

**Tabelle A.1:** Fortsetzung

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$q$ (fm <sup>-1</sup> )	$E_o$ (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (fm <sup>2</sup> /sr)	$F_T$	Fehler (%)
7.12	2 <sup>+</sup>	0.392	42.2	6.60E-08	8.90E-07	18
		0.637	66.4	3.81E-08	1.27E-06	32
		0.797	82.2	3.92E-08	2.00E-06	20
7.19	1 <sup>+</sup>	0.392	42.2	2.39E-08	3.22E-07	41
		0.636	66.4	1.16E-07	3.88E-06	16
		0.796	82.2	2.28E-08	1.16E-06	31
7.37	2 <sup>-</sup>	0.391	42.2	5.11E-08	6.88E-07	21
		0.635	66.4	6.76E-08	2.25E-06	18
		0.796	82.2	8.24E-08	4.21E-06	13
7.49	2 <sup>+</sup>	0.390	42.2	4.10E-08	5.53E-07	26
		0.635	66.4	4.89E-08	1.63E-06	23
		0.795	82.2	7.39E-08	3.78E-06	14
7.61		0.794	82.2	4.67E-08	2.39E-06	18
7.76		0.793	82.2	4.30E-08	2.20E-06	18
7.88		0.793	82.2	3.63E-08	1.86E-06	21
7.99		0.792	82.2	4.66E-08	2.38E-06	18
8.12	1 <sup>+</sup>	0.387	42.2	7.20E-07	9.70E-06	8
		0.792	82.2	6.89E-08	3.53E-06	15
8.29		0.386	42.2	4.09E-08	5.51E-07	25
		0.791	82.2	3.67E-08	1.88E-06	19
8.40		0.385	42.2	5.00E-08	6.74E-07	20
		0.790	82.2	4.04E-08	2.07E-06	18
8.56		0.789	82.2	1.54E-08	7.89E-07	34
8.72		0.788	82.2	2.56E-08	1.31E-06	25
9.02		0.446	42.2	2.13E-08	2.87E-07	36
9.17	2 <sup>-</sup>	0.381	42.2	9.42E-08	1.27E-06	15
		0.626	66.4	7.39E-08	2.46E-06	18
		0.786	82.2	4.52E-08	2.31E-06	27

**Tabelle A.1:** Fortsetzung

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$q$ (fm <sup>-1</sup> )	$E_o$ (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (fm <sup>2</sup> /sr)	$F_T$	Fehler (%)
9.23		0.786	82.2	5.87E-08	3.00E-06	25
9.41	2 <sup>-</sup>	0.381	42.2	2.03E-08	2.73E-07	43
		0.625	66.4	9.59E-09	3.20E-07	80
		0.785	82.2	1.47E-08	7.49E-07	39
9.46		0.380	42.2	4.09E-08	5.51E-07	27
9.66	1 <sup>+</sup>	0.379	42.2	2.91E-07	3.92E-06	11
		0.624	66.4	9.72E-08	3.24E-06	16
		0.784	82.2	4.02E-08	2.06E-06	19
9.81		0.783	82.2	2.71E-08	1.39E-06	25
9.94		0.378	42.6	4.53E-08	6.11E-07	23
		0.782	82.2	3.17E-08	1.62E-06	24
10.06	2 <sup>-</sup>	0.381	42.6	2.36E-07	3.25E-06	13
		0.622	66.4	1.35E-07	4.52E-06	14
		0.782	82.2	5.45E-08	2.79E-06	17
10.24	3 <sup>+</sup>	0.381	42.6	3.95E-08	5.44E-07	29
		0.621	66.4	6.36E-08	2.12E-06	20
		0.781	82.2	1.30E-07	6.67E-06	12
10.80	2 <sup>-</sup>	0.378	42.6	3.62E-07	4.98E-06	11
		0.618	66.4	4.45E-07	1.48E-05	10
		0.778	82.2	4.73E-07	2.42E-05	9
10.93	2 <sup>-</sup>	0.377	42.6	4.16E-08	5.73E-07	31
		0.617	66.4	8.04E-08	2.68E-06	19
		0.777	82.2	7.86E-08	4.02E-06	15
11.00		0.377	42.6	3.08E-08	4.24E-07	38
11.13	1 <sup>+</sup>	0.376	42.6	1.15E-06	1.58E-05	10
		0.616	66.4	1.60E-07	5.33E-06	13
11.50	2 <sup>-</sup>	0.374	42.6	2.38E-08	3.28E-07	49
		0.615	66.4	5.47E-08	1.83E-06	22
		0.774	82.2	7.24E-08	3.70E-06	15

**Tabelle A.1:** Fortsetzung

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$q$ (fm <sup>-1</sup> )	$E_o$ (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (fm <sup>2</sup> /sr)	$F_T$	Fehler (%)
11.63	1 <sup>+</sup>	0.374	42.6	7.81E-07	1.08E-05	10
		0.614	66.4	1.62E-07	5.40E-06	13
		0.774	82.2	5.81E-08	2.97E-06	17
11.76		0.613	66.4	6.51E-08	2.17E-06	23
		0.773	82.2	1.74E-08	8.91E-07	40
11.86		0.613	66.4	4.33E-08	1.44E-06	29
		0.773	82.2	8.08E-08	4.13E-06	17
12.01		0.372	42.6	1.45E-07	1.99E-06	15
		0.612	66.4	1.39E-07	4.64E-06	14
12.19	2 <sup>-</sup>	0.371	42.6	7.59E-08	1.04E-06	21
		0.611	66.4	8.72E-08	2.91E-06	17
12.38		0.370	42.6	4.78E-08	6.58E-07	29
12.57		0.369	42.6	1.66E-07	2.28E-06	15
12.70		0.608	66.4	7.66E-08	2.55E-06	71
		0.769	82.2	6.82E-08	3.49E-06	19
12.76	2 <sup>-</sup>	0.368	42.6	8.81E-08	1.21E-06	20
		0.608	66.4	2.27E-07	7.57E-06	28
		0.768	82.2	9.57E-08	4.90E-06	15
12.90		0.767	82.2	2.04E-07	1.04E-05	11
12.98		0.607	66.4	3.85E-08	1.28E-06	32
		0.767	82.2	6.80E-08	3.48E-06	22
13.02		0.367	42.6	2.92E-07	4.01E-06	19
13.08	2 <sup>-</sup>	0.366	42.6	1.67E-07	2.31E-06	25
		0.606	66.4	1.71E-07	5.70E-06	14
		0.766	82.2	1.53E-07	7.80E-06	12
13.18		0.366	42.6	5.16E-08	7.10E-07	29
		0.606	66.4	5.52E-07	1.84E-05	10
		0.766	82.2	1.27E-08	6.48E-07	60

**Tabelle A.1:** Fortsetzung

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$q$ (fm <sup>-1</sup> )	$E_o$ (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (fm <sup>2</sup> /sr)	$F_T$	Fehler (%)
13.35		0.365	42.6	3.54E-07	4.88E-06	11
		0.605	66.4	1.98E-07	6.59E-06	12
		0.765	82.2	5.15E-07	2.63E-05	9
13.50	2 <sup>-</sup>	0.364	42.6	5.53E-08	7.61E-07	27
		0.604	66.4	4.99E-08	1.66E-06	26
		0.764	82.2	6.77E-08	3.46E-06	18
13.64	2 <sup>-</sup>	0.363	42.6	1.73E-07	2.38E-06	15
		0.604	66.4	1.42E-07	4.75E-06	15
		0.764	82.2	1.22E-07	6.24E-06	13
13.75	2 <sup>-</sup>	0.363	42.6	1.22E-07	1.69E-06	17
		0.603	66.4	1.35E-07	4.49E-06	15
		0.763	82.2	9.08E-08	4.64E-06	15
13.89	2 <sup>-</sup>	0.362	42.6	6.73E-08	9.26E-07	26
		0.602	66.4	9.38E-08	3.13E-06	32
		0.762	82.2	6.92E-08	3.54E-06	31
13.97	2 <sup>-</sup>	0.362	42.6	1.39E-07	1.91E-06	17
		0.602	66.4	1.50E-07	5.00E-06	22
		0.762	82.2	1.46E-07	7.48E-06	17
14.07	2 <sup>-</sup>	0.361	42.6	6.33E-08	8.72E-07	26
		0.601	66.4	7.32E-08	2.44E-06	23
		0.761	82.2	4.36E-08	2.23E-06	32

## B Tabelle der Übergangsstärken

**Tabelle B.1:** Ergebnisse der PWBA-Analyse der Übergänge in  $^{32}\text{S}$ . Die Multipolarität wurde bestimmt, wenn mindestens drei Daten zur Verfügung standen. Die Multipolaritäten, die am ehesten den Übergang beschreiben, sind fettgedruckt.

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$B(M\lambda, k)$ $(\mu_N^2 fm^{2\lambda})$	$R_{tr}$ (fm)	$\chi^2$
6.22	1 <sup>+</sup>	0.00±0.00	n. def.	2.67
<b>6.22</b>	2 <sup>-</sup>	<b>3.24±1.8</b>	<b>2.56±0.93</b>	<b>1.28</b>
6.22	3 <sup>+</sup>	1306±148	4.8±0.11	0.07
7.37	1 <sup>+</sup>	0.03±0.01	n. def.	15.46
<b>7.37</b>	2 <sup>-</sup>	<b>11.02±2.82</b>	<b>3.08±0.55</b>	<b>44.63</b>
7.37	3 <sup>+</sup>	4043±1294	4.94±0.46	97.44
<b>8.12</b>	1 <sup>+</sup>	<b>0.87±0.09</b>	<b>3.21±0.16</b>	<b>5.70</b>
8.12	2 <sup>-</sup>	301.26±58.12	5.54±0.24	24.22
8.12	3 <sup>+</sup>	129278±34733	7.42±0.27	68.79
9.17	1 <sup>+</sup>	0.06±0.01	1.11±0.29	0.22
<b>9.17</b>	2 <sup>-</sup>	<b>18.49±2.95</b>	<b>3.74±0.18</b>	<b>0.79</b>
9.17	3 <sup>+</sup>	6063±3310	5.38±0.4	12.07
9.41	1 <sup>+</sup>	0.02±0.01	1.71±0.89	1.68
<b>9.41</b>	2 <sup>-</sup>	<b>6.34±4.96</b>	<b>3.83±0.64</b>	<b>3.59</b>
9.41	3 <sup>+</sup>	1729±2018	5.31±0.63	8.36
<b>9.66</b>	1 <sup>+</sup>	<b>0.37±0.06</b>	<b>3.10±0.22</b>	<b>17.53</b>
9.66	2 <sup>-</sup>	104.61±21.54	5.2±0.23	34.84
9.66	3 <sup>+</sup>	35248±9062	6.85±0.24	77.74
10.06	1 <sup>+</sup>	0.24±0.03	2.11±0.24	44.54
<b>10.06</b>	2 <sup>-</sup>	<b>60.07±0.70</b>	<b>4.18±0.12</b>	<b>37.27</b>
10.06	3 <sup>+</sup>	6236±2455	5.6±0.12	93.85

**Tabelle B.1:** Fortsetzung

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$B(M\lambda, k)$ $(\mu_N^2 fm^{2\lambda})$	$R_{tr}$ (fm)	$\chi^2$
10.24	1 <sup>+</sup>	0.01±0.01	n. def.	0.95
10.24	2 <sup>-</sup>	3.57±1.94	n. def.	2.87
<b>10.24</b>	<b>3<sup>+</sup></b>	<b>1348±1106</b>	<b>3.55±1.1</b>	<b>7.02</b>
10.80	1 <sup>+</sup>	0.23±0.03	n. def.	37.80
<b>10.80</b>	<b>2<sup>-</sup></b>	<b>73.59±10.83</b>	<b>3.1±0.25</b>	<b>63.31</b>
10.80	3 <sup>+</sup>	26549±5193	5.06±0.23	147.7
10.93	1 <sup>+</sup>	0.02±0.01	n. def.	1.14
<b>10.93</b>	<b>2<sup>-</sup></b>	<b>7.05±0.58</b>	<b>2.37±0.13</b>	<b>0.06</b>
10.93	3 <sup>+</sup>	2583±741	4.59±0.25	0.9
<b>11.13</b>	<b>1<sup>+</sup></b>	<b>2.10±0.15</b>	<b>3.77±0.08</b>	<b>46.31</b>
11.13	2 <sup>-</sup>	719.39±96.27	5.93±0.13	194.03
11.13	3 <sup>+</sup>	233544±55551	7.45±0.18	729.82
11.50	1 <sup>+</sup>	0.01±0.01	n. def.	13.19
<b>11.50</b>	<b>2<sup>-</sup></b>	<b>5.29±2.44</b>	<b>2.17±0.86</b>	<b>14.49</b>
11.50	3 <sup>+</sup>	1827±875	4.43±0.5	18.24
<b>11.63</b>	<b>1<sup>+</sup></b>	<b>1.04±0.09</b>	<b>3.33±0.12</b>	<b>21.33</b>
11.63	2 <sup>-</sup>	368.94±54.88	5.59±0.15	68.07
11.63	3 <sup>+</sup>	136740±32867	7.62±0.2	229.64
12.19	1 <sup>+</sup>	0.07±0.03	n. def.	27.26
<b>12.19</b>	<b>2<sup>-</sup></b>	<b>27.06±9.69</b>	<b>4.03±0.59</b>	<b>23.62</b>
12.19	3 <sup>+</sup>	12921±3577	6.29±0.34	21.5
12.76	1 <sup>+</sup>	0.06±0.04	n. def.	7.3
<b>12.76</b>	<b>2<sup>-</sup></b>	<b>21.37±10.05</b>	<b>3.5±0.45</b>	<b>4.14</b>
12.76	3 <sup>+</sup>	9988±1478	5.37±0.07	0.53
13.08	1 <sup>+</sup>	0.1±0.01	n. def.	0.03
<b>13.08</b>	<b>2<sup>-</sup></b>	<b>27.24±8.02</b>	<b>3.14±0.32</b>	<b>1.3</b>
13.08	3 <sup>+</sup>	7656±4929	4.9±0.51	7.78

**Tabelle B.1:** Fortsetzung

$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$B(M\lambda, k)$ ( $\mu_N^2 fm^{2\lambda}$ )	$R_{tr}$ (fm)	$\chi^2$
13.50	1 <sup>+</sup>	0.02±0.01	n. def.	0.62
<b>13.50</b>	2 <sup>-</sup>	<b>8.28±4.61</b>	<b>2.84±0.74</b>	<b>2.73</b>
13.50	3 <sup>+</sup>	2752±2547	4.82±0.8	8.27
13.64	1 <sup>+</sup>	0.11±0.01	n. def.	0.05
<b>13.64</b>	2 <sup>-</sup>	<b>33.01±11.59</b>	<b>3.52±0.36</b>	<b>3.8</b>
13.64	3 <sup>+</sup>	10245±7659	5.23±0.52	20.42
13.75	1 <sup>+</sup>	0.12±0.01	1.19±0.19	0.1
<b>13.75</b>	2 <sup>-</sup>	<b>30.63±8.61</b>	<b>3.64±0.25</b>	<b>1.23</b>
13.75	3 <sup>+</sup>	7855±5077	5.21±0.43	8.38
13.89	1 <sup>+</sup>	0.04±0.01	n. def.	0.48
<b>13.89</b>	2 <sup>-</sup>	<b>14.53±0.01</b>	<b>3.25±0.01</b>	<b>0.01</b>
13.89	3 <sup>+</sup>	6076±2138	5.24±0.27	1.47
13.97	1 <sup>+</sup>	0.08±0.01	n. def.	0.01
<b>13.97</b>	2 <sup>-</sup>	<b>27.48±6.26</b>	<b>3.21±0.28</b>	<b>1.07</b>
13.97	3 <sup>+</sup>	10708±6165	5.16±0.43	8.1
14.07	1 <sup>+</sup>	0.04±0.01	n. def.	0.88
<b>14.07</b>	2 <sup>-</sup>	<b>14.83±0.23</b>	<b>3.62±0.01</b>	<b>0.01</b>
14.07	3 <sup>+</sup>	5120±2269	5.39±0.33	2.88

## Literatur

- [1] A. Richter, Proceedings of the Fifth European Particle Accelerator Conference, Eds. S. Meyers et al., (IOP Publishing, Bristol, 1996) 110
- [2] S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, T. Hampel, S. Kostial, H. Loos, M. Reichenbach, A. Richter, E. Spamer, A. Stascheck, M. Thomas, O. Titze, T. Wesp, Proceedings of the XVIII International Linac Conference, Eds. C. Hill, M. Vretenar, CERN 96-07, Geneva (1996) 260.
- [3] H.-D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze and T. Walcher, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978), 29
- [4] H. Bauer, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1995).
- [5] M. C. A. Campos, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, B. A. Brown and R. J. Peterson, Phys. Lett. **B349** (1995) 433.
- [6] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stiller, J. Ryckebusch and J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994
- [7] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews and L. W. Fagg, Nucl. Instr. and Meth. **A366** (1995) 325.
- [8] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer and A. Richter, Nucl. Phys. A **606** (1996) 183
- [9] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, D. I. Sober, S. K. Mathews and B. A. Brown, Phys. Rev. C **53** (1996) 127
- [10] P. von Neumann-Cosel, A. Richter, Y. Fujita and B.D. Anderson, Phys. Rev. C **55** (1997) 532
- [11] A. Richter, Prog. Part. Nucl. Phys. **13** (1984) 1.
- [12] A. Richter, A. Weiss, O. Häusser and B. A. Brown, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2519
- [13] P. von Neumann-Cosel, A. Richter, Y. Fujita and B. D. Anderson, Phys. Rev. **C55** (1997) 532

- [14] M. Petraitis, J. P. Connelly, H. Crannell, L. W. Fagg, J. T. O'Brien, D. I. Sober, J. R. Deininger, S. E. Williamson, R. Lindgren and S. Raman, Phys. Rev **C49** (1994) 3000.
- [15] P. E. Burt, L. W. Fagg, H. Crannell, D. I. Sober, W. Stapor, J. T. O'Brien, J. W. Lightbody, X. K. Maruyama, R. A. Lindgren and C. P. Sargent, Phys. Rev. **C29** (1984) 713.
- [16] B. Reitz, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1996).
- [17] H. Theissen, Springer Tracts in Mod. Phys. **65** (1972).
- [18] H. Überall, *Electron Scattering From Complex Nuclei – Part A* (Academic Press, New York, 1971).
- [19] T. de Forest and J. D. Walecka, Adv. Phys. **15** (1973) 1.
- [20] R. Hofstadter, *Electron scattering and Nuclear and Nucleon Structure* (Benjamin, New York, 1963).
- [21] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure – Vol. I* (Benjamin, New York, 1962).
- [22] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, 1957).
- [23] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (Wiley, New York, 1952).
- [24] R. J. Adler, Phys. Rev. **141** (1966) 1499; **169** (1968) 1192.
- [25] L. W. Fagg, Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 683.
- [26] B. H. Wildenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. **11** (1984) 5.
- [27] E. G. Adelberger, J. L. Osborne, H. E. Swanson and B. A. Brown, Nucl. Phys. **A417** (1984) 269.
- [28] B. A. Brown and B. H. Wildenthal, Nucl. Phys. **A474** (1987) 290.
- [29] I. S. Towner and F. C. Khanna, Nucl. Phys. **A399** (1983) 334.
- [30] P. G. Blunden and B. Castel, Nucl. Phys. **A445** (1985) 742.
- [31] B. A. Brown, private Mitteilung.
- [32] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure – Vol. II* (Benjamin, London, 1975) 359.

- [33] S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck and T. Wesp, Phys. Rev. E, zur Veröffentlichung eingereicht
- [34] R. Hahn, Dissertation D17, TH-Darmstadt (1997)
- [35] H. Diesener, Dissertation D17, TH Darmstadt (1995).
- [36] P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, L. Esser, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Meise, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter and A. Zilges, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2029
- [37] J. Enders, N. Huxel, P. von Neumann-Cosel and A. Richter, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2010
- [38] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskii, A. Richter, V. L. Morokhovskii, U. Nething, R. Zahn and J.P.F. Sellschop, Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 267
- [39] V. V. Morokhovskii, K. H. Schmidt, G. Buschhorn, J. Freudenberger, H. Genz, R. Kotthaus, A. Richter, M. Rzepka and P. M. Weinmann, Phys. Rev. Lett., im Druck?
- [40] H. Genz, L. Groening, P. Hoffmann-Stascheck, A. Richter, M. Höfer, J. Hormes, U. Nething, J. P. F. Sellschop, C. Toepffer and M. Weber, Phys. Rev. **B 53** (1996) 8922
- [41] P. M. Weinmann, G. Buschhorn, R. Kotthaus, M. Rzepka, K. H. Schmidt, H. Genz, P. Hoffmann-Stascheck and A. Richter, Nucl. Instr. Meth. **A387** (1997) 450
- [42] R. Kämpf, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1991).
- [43] K.-D. Hummel, Dissertation D17, TH Darmstadt (1992).
- [44] C. Hofmann, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1994).
- [45] C. Lüttge, Dissertation D17, TH Darmstadt (1994).
- [46] M. Knirsch, Dissertation D17, TH Darmstadt (1991).
- [47] J. Horn, Dissertation D17, TH Darmstadt (1997).
- [48] F. Neumeyer, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [49] M. Kuss, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1990).

- [50] W. L. Bendel, L. W. Fagg, R. A. Tobin and H. F. Kaiser, Phys. Rev. **173** (1968) 1103.
- [51] G. J. C. van Niftrik, H. de Vries, L. Lapikas and C. de Vries, Nucl. Instr. Meth. **93** (1971) 301.
- [52] G. Herbert, Dissertation D17, TH Darmstadt (1994).
- [53] H. Folger, GSI, Targetlabor, private Mitteilung.
- [54] P. M. Endt, Nucl. Phys. **A521** (1990) 1.
- [55] L. W. Fagg, W. L. Bendel, L. Cohen, H. F. Kaiser and H. Überall, Phys. Rev. **C4** (1971) 2089.
- [56] S. Strauch, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993).
- [57] F. Neumeyer, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993).
- [58] L. C. Maximon, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 193.
- [59] E. S. Ginsberg and R. H. Pratt, Phys. Rev. **B134** (1964) 773.
- [60] C. Bähr, Diplomarbeit, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [61] P. E. Burt, L. W. Fagg and H. Cranell, Phys. Rev. **C26** (1982) 713.
- [62] J. Lichtenstadt, J. Alster, M. A. Moinester, J. Dubach, R. S. Hicks, G. A. Peterson and S. Kowalski Phys. Lett. **B219** (1989) 394.
- [63] R. Neuhausen and R. M. Hutcheon, Nucl. Phys. **A164** (1971) 497.
- [64] J. C. Bergstrom, I. P. Auer and R. S. Hicks, Nucl. Phys. **A251** (1975) 401.
- [65] N. I. Kassis and W. Knüpfer, private Mitteilung.
- [66] U. E. P. Berg, K. Achermann, K. Bangert, C. Blasing, W. Naatz, R. Stock, K. Weinhardm, M. K. Brussel, T. E. Chapuran and B. H. Wildenthal, Phys. Rev. **140B** (1981) 191.
- [67] J. Brenneisen, B. Erhardt, F. Glatz, T. Kern, R. Ott, H. Röpke, J. Schmälzlin, P. Siedle and B. H. Wildenthal, Z. Phys. **A357** (1997) 157.
- [68] B. D. Anderson, T. Chittrakarn, A. R. Baldwin, C. Lebo, R. Madey, P. C. Tandy, J. W. Watson, C. C. Foster, B. A. Brown and B. H. Wildenthal, Phys. Rev. **C36** (1987) 2195.
- [69] M. Hino, K. Muto and T. Oda, J. Phys. **G13** (1987) 1119.

- [70] M. S. Fayache, P. Neumann–Cosel, A. Richter, Y. Y. Sharon and L. Zamick, Nucl.Phys. **A**, im Druck.
- [71] W. Knüpfer, R. Frey, A. Friebel, W. Mettner, D. Meuer, A. Richter, E. Spamer and O. Titze, Phys. Lett. **77B** (1978) 367.
- [72] M. Traini, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1535.



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir diese interessante Arbeit anvertraut hat. Seine Flexibilität in Bezug auf die neue Diplomprüfungsordnung, sein reges Interesse an der Arbeit und seine Unterstützung haben wesentlich zum erfolgreichen Abschluß der Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. P. von Neumann-Cosel danke ich für seine Diskussionsbereitschaft bei der Interpretation der Ergebnisse, die ausführliche Beratung in theoretischen Fragen und sein Engagement beim abschließenden Formulieren der Arbeit.

I thank Prof. Dr. B. A. Brown for his shell model calculations and for many valuable discussions. His experience with sd-shell model calculations was essential for the interpretation of the data.

Dank gebührt auch Dipl.-Phys. K. Schweda, C. Bähr, Sonja Dieterich und Dipl.-Phys. S. Strauch. Sie standen mir immer wieder mit Rat und Tat zur Seite.

Ganz herzlich möchte ich mich bei meinen Betreuern Dipl.-Phys. F. Neumeyer und Dipl.-Phys. B. Reitz für ihr unermüdliches Engagement bedanken. Insbesondere ihre Hilfe bei der Auswertung und beim Fertigstellen der Arbeit muß hier erwähnt werden.

Allen weiteren hier nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für die produktive Zusammenarbeit.



Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Darmstadt, im Oktober 1997

(Frank Hofmann)