

5. Der 2E1-Zerfall von Innerschalenvakanzen am Beispiel des Silberatoms

Entfernt man ein Elektron aus der K-Schale eines neutralen Atoms, so kommt es zu einem sehr schnellen Zerfall des angeregten Zustandes durch Emission von Photonen, hauptsächlich $K\alpha$ und $K\beta$ -Strahlung, oder von (Auger-)Elektronen. Prozesse höherer Ordnung sind ebenfalls möglich, aber durch eine um Größenordnungen kleinere Wahrscheinlichkeit sehr stark unterdrückt. So wurde die 2E1-Emissionsrate von $2s \rightarrow 1s$ in Kupfer in einer ersten Abschätzung von Freund [35] zu 10^{-6} der Einphotonenrate berechnet. Aufgrund dieser experimentellen Schwierigkeiten wurde die erste Messung eines 2E1-Zerfalles einer Innerschalenvakanz erst 1984 veröffentlicht. Bannet und Freund [14] wiesen mit Hilfe einer Koinzidenztechnik den $2s \rightarrow 1s$ und den $3d \rightarrow 1s$ Übergang in Molybdän nach. Die Innerschalenvakanz wurde hierbei durch Bestrahlung mit Silber Röntgenstrahlung erzeugt.

Ein wesentlicher Fortschritt im Nachweis des Zweiphotonenzerfalles von Innerschalenvakanzen wurde von Ilakovac und Mitarbeitern 1986 erreicht [16]. Durch Verwendung radioaktiver Quellen, die eine K-Schalenvakanz durch 'electron capture' in den Atomkern erzeugt, konnte die Spektralverteilung der Zweiphotonenübergänge $2s \rightarrow 1s$, $3s \rightarrow 1s$, $3d \rightarrow 1s$ und $4s/d \rightarrow 1s$ in Xenon [92], Silber und Hafnium [93] in einem eingeschränkten Energiebereich bestimmt werden. Da die beiden verwendeten Detektoren sich direkt gegenüber standen, konnte nur die Energieverteilung bei einem Öffnungswinkel der beiden ausgesendeten Photonen von 180° bestimmt werden.

Ziel des nachfolgend beschriebenen Experimentes war die Messung der Spektralverteilung über einen größeren Energiebereich und erstmalig für verschiedene Öffnungswinkel der auslaufenden Photonen.

5.1 Experiment

5.1.1 Quelle der Strahlung

Eine elegante Methode zur Erzeugung von Atomen mit Innerschalenvakanzen ist die Verwendung von radioaktiven Quellen bestimmter Isotope, die ausschließlich über Elektroneneinfang (in den Kern) zerfallen, siehe Kapitel 2.4.6. Um K-Schalenvakanzen in Silberatomen zu generieren, wurde in diesem Experiment eine kommerziell erhältliche Cd-109-Quelle (Fa. Amer-sham) mit einer Gesamtaktivität von ca. 75 kBq verwendet. Da diese Quelle ein Bestandteil eines Satzes von radioaktiven Quellen zur Energiekalibrierung von Halbleiterdetektoren ist,

siehe Kapitel 4.6, handelt es sich hierbei um eine in 1,1 mm Araldit[®] eingegossene Quelle. Die durch den Kunststoff bedingte Absorption muß in der nachfolgenden Auswertung berücksichtigt werden.

5.1.2 Experimentaufbau

In einem ersten, wegweisenden Experiment wurde von Ilakovac und Mitarbeitern [16] der Zweiphotonenzerfall einer K-Schalenvakanz in Silber für einen Winkel von 180° zwischen den ausgesendeten Photonen bestimmt. Um die von der Theorie vorhergesagte Winkelverteilung (siehe Kapitel 2.4) experimentell bestätigen zu können, sind Messungen für möglichst viele verschiedene Winkel notwendig. Da dieses Experiment analog zu Kapitel 3 und 4 als Koinzidenzexperiment durchgeführt wird, spielt das Produkt der beiden Raumwinkel für die Rate der Ereignisse und somit für die Meßdauer eine entscheidende Rolle. Um eine ausreichende Statistik für den gegenüber den erlaubten E1-Übergängen um den Faktor 10^{-6} unterdrückten Zweiphotonenzerfall sammeln zu können, müssen die Detektoren möglichst nahe an der radioaktiven Quelle positioniert werden. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Kryostate konnten nur drei Detektoren verwendet werden, die unter den Winkeln 180° und 90° zueinander stehen (siehe Abbildung 5.1).

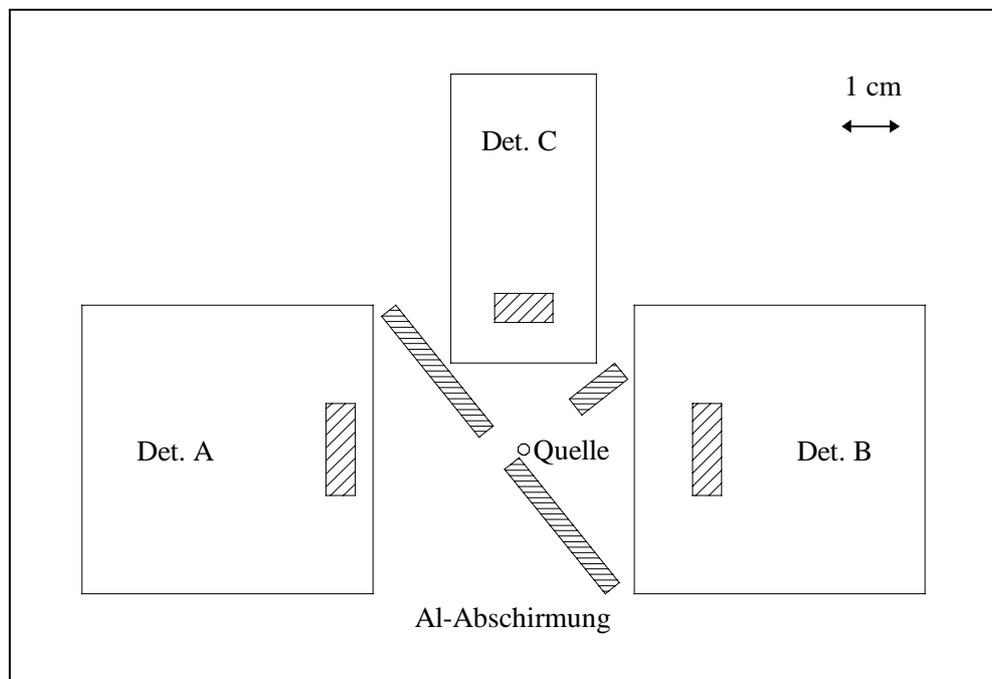


Abb. 5.1 Experimenteller Aufbau

Bei den Detektoren handelt es sich um lithiumgedriftete Siliziumhalbleiterdetektoren (sog. Si(Li)'s) mit einer aktiven Fläche von 200 mm^2 (Detektoren A und B) bzw. 80 mm^2 (Detektor C). Alle Detektoren besitzen in diesem Experiment einen Raumwinkel von über einem Prozent in 4π . Zur Abschirmung von Fluoreszenzstrahlung (cross talk) befinden sich Aluminiumabschirmungen von drei Millimetern Dicke zwischen den Detektoren. Um die Abstände der einzelnen Detektoren reproduzieren zu können, wurde ein Abstandshalter aus Kunststoff angefertigt, der die Abschirmungen und die Quelle aufnahm.

5.1.3 Datenaufnahme

Zum Nachweis von Photonen sehr niedriger Energie wurde eine Auslöseelektronik ähnlich der in Kapitel 3.1.2 beschriebenen verwendet. Für jeden Detektor wurde mit einem Spektroskopieverstärker (Zeitkonstante $4 \mu\text{s}$) ein Energie- und mit einer Schnell-Langsam-Koinzidenz ein Zeitsignal generiert (siehe Abbildung 3.4). Treffen mindestens zwei Detektor-Zeitsignale innerhalb von $1 \mu\text{s}$ in einer separaten Koinzidenzeinheit ein, so wird die Datenaufnahme gestartet und die Meßparameter auf Band geschrieben und an das Analyseprogramm GOOSY gesendet.

5.1.4 Detektoreigenschaften

Die Photonen der 2E1-Übergänge von Silberatomen mit K-Schalenvakanzen haben eine Energie von bis zu 25 keV. Da lithiumgedriftete Siliziumdetektoren in diesem Bereich eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit besitzen, bietet sich ihr Einsatz an. In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Si(Li)-Detektoren aufgeführt.

	A	B	C
Hersteller	Eurisys	Ortec	Ortec
Fläche (mm^2)	200	200	80
Dicke (mm)	5	5	5
Berylliumfenster (μm)	40	25	8
Auflösung (eV @ 5,9 keV und $8 \mu\text{s}$ Shaping time)	220	200	190

Tab. 5.1 Detektoreigenschaften

5.2 Auswertung

Die Meßdauer zur Bestimmung des Zweiphotonenzerfalles in Silberatomen mit Innerschalenvakanzen betrug insgesamt 84 Tage. Zur Überprüfung der Stabilität des elektronischen Aufbaus wurden jede Woche verschiedene Kontrollmessungen durchgeführt. Die Module zur Energiebestimmung, im wesentlichen Spektroskopieverstärker und Analog-Digital-Wandler (ADC), können durch wiederkehrende Energiekalibrationen überprüft werden. Wie solche Untersuchungen während dieses Experimentes gezeigt haben, betragen die maximalen Abweichungen in der Energiebestimmung maximal 40 eV und können somit als klein angesehen werden. Desweiteren wurde die relative Lage der einzelnen Signale zueinander in der Schnell-Langsam-Koinzidenz zur Generierung des Zeitsignals eines Detektors kontrolliert. Die festgestellten Abweichungen betragen nur wenige Nanosekunden und sind damit bedeutungslos. Auch während der eigentlichen Koinzidenzmessung kann die Stabilität kontrolliert werden. Hierfür wird die Ereignisrate jedes Detektors auf einen separaten CAMAC-Zähler gegeben, der durch ein Zweiphotonenereignis ausgelesen wird. Diese Meßgrößen repräsentieren im wesentlichen das Verhältnis von Einphotonen- zu Zweiphotonenereignissen und sollten somit (im Mittel) zeitlich konstant sein. Starke Abweichungen von diesem Verhalten wurden während der Meßzeit nicht beobachtet. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Effizienz der Auslöseelektronik bezüglich der Photonenenergie. Um etwaige Veränderungen mit der Zeit feststellen zu können, wurde diese viermal während der Meßzeit vermessen. Auch hier konnte kein signifikanter Unterschied festgestellt werden. Abschließend läßt sich somit feststellen, daß die verwendete Elektronik sich durch eine außerordentliche Stabilität auszeichnet hat und daher die Daten der gesamten Meßdauer in eine abschließende Analyse einbezogen werden können.

Die weitere Auswertung wird analog zu dem in Kapitel 3 und 4 beschriebenen Verfahren durchgeführt. Zuerst werden zweidimensionale Spektren Summenenergie gegen Einzelenergie unter verschiedenen Zeitbedingungen 'Prompt' und 'Random' akkumuliert. Der im Zeitdifferenzspektrum (Abbildung 5.2) mit 'Prompt' bezeichnete Bereich enthält neben echten auch zufällige Koinzidenzen, die aber mit Hilfe der zwei Bereiche 'Random' bestimmt werden können. Durch Subtraktion der zweidimensionalen Spektren der verschiedenen Zeitbedingungen erhält man das echte Koinzidenzspektrum, welches von den erlaubten E1-Übergängen dominiert wird. Selbst in einer logarithmischen Darstellung der Zählrate in Abbildung 5.3 kann man die Zweiphotonenübergänge nur andeutungsweise erkennen.

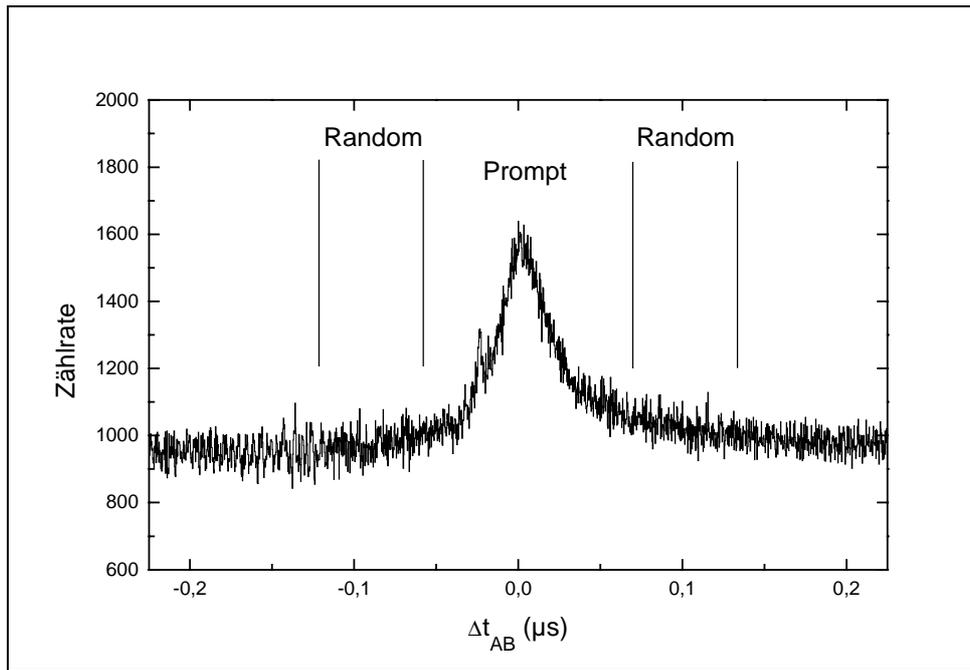


Abb. 5.2 Zeitdifferenzspektrum für Koinzidenzen zwischen Detektoren A und B

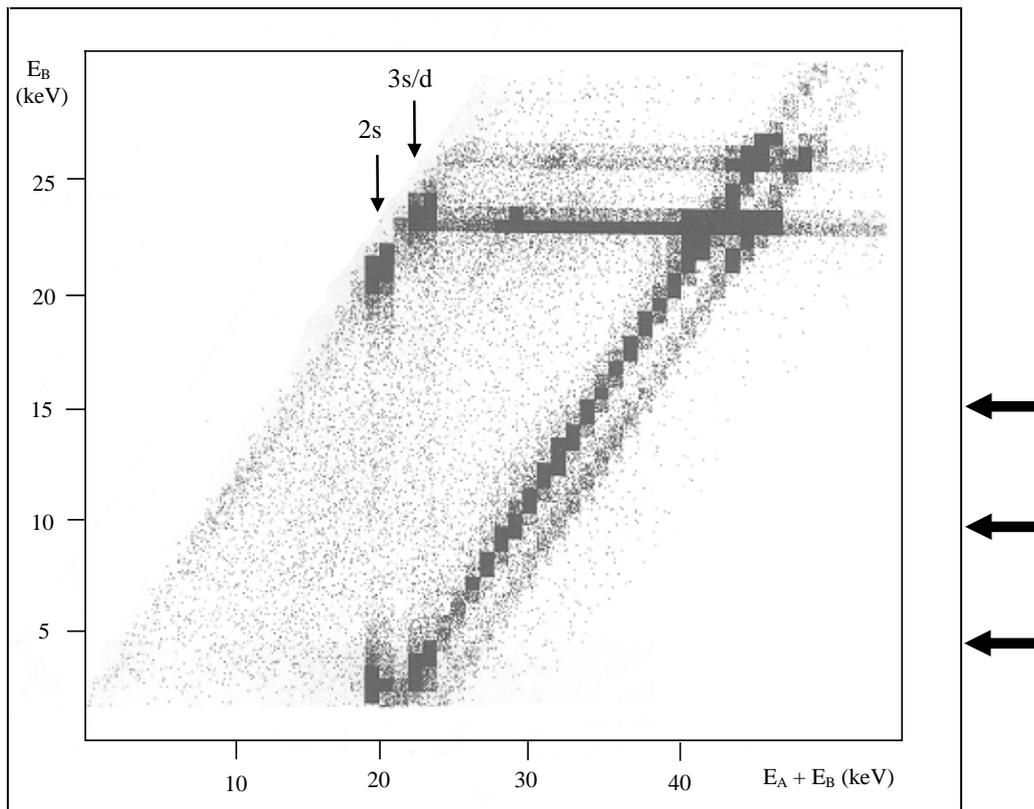


Abb. 5.3 Zweidimensionale Auftragung Summenenergie E_A+E_B gegen die Einzelenergie E_B für echte Koinzidenzen zwischen Detektoren A und B. Die Pfeile deuten drei exemplarische Schnitte an.

Um die Energieverteilung quantitativ auszuwerten, werden in den zweidimensionalen Spektren horizontale Schnitte von 1 keV Breite gelegt und auf die Summenachse projiziert. Beispiele solcher Spektren für verschiedene Energien E_B sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Anschließend werden in den eindimensionalen Summenspektren bei fester Einzelenergie die 2E1-Linien mit einem Gaußprofil angefitet.

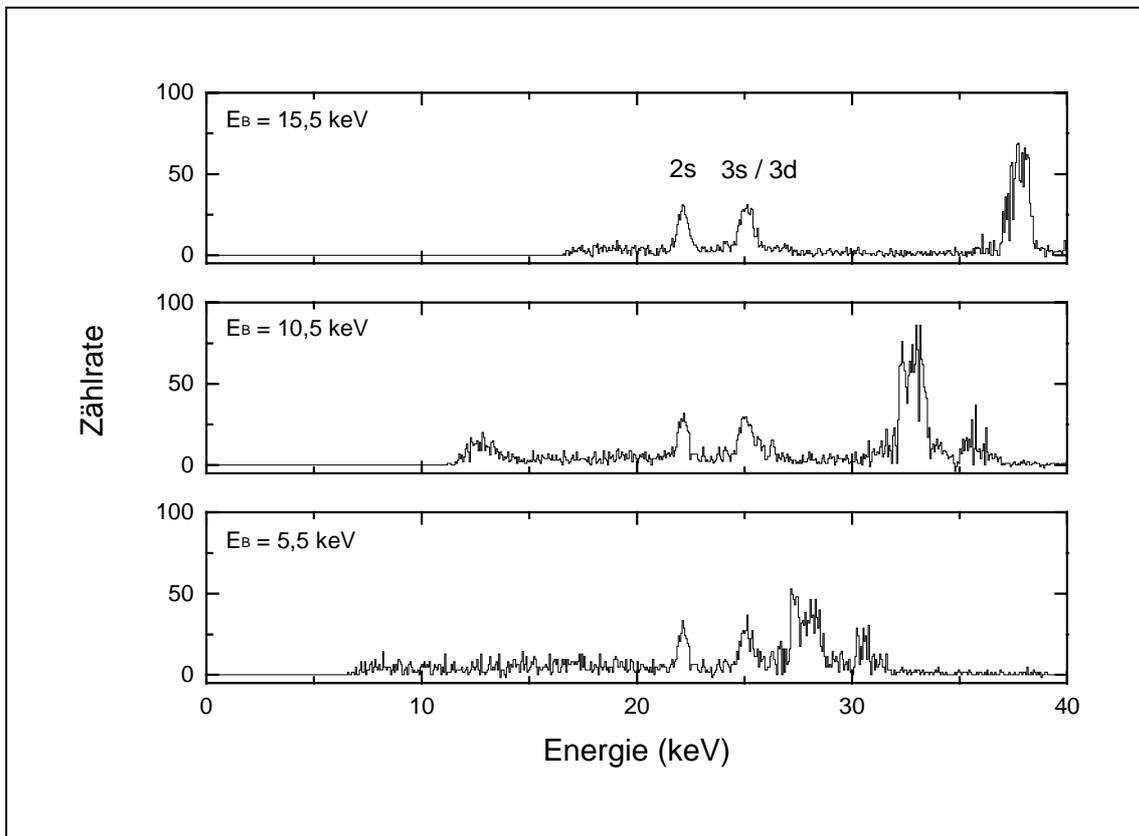


Abb. 5.4 Projizierte Summenspektren für verschiedene Energien E_B . Die Zweiphotonenübergänge sind mit 2s bzw. 3s/3d gekennzeichnet.

Diese Anzahl von 2E1-Ereignissen pro Energieintervall $\Delta n / \Delta E$ wird zur Berechnung der differentiellen Übergangswahrscheinlichkeit eines Zweiphotonenzerfalles pro Zerfall einer K-Schalenvakanz nach Gleichung (5.1) benötigt [93]. Die Größe n_K und ϵ_C stehen für die Anzahl von K-Vakanzen bzw. für die Koinzidenzeffizienz.

$$\frac{1}{W_K} \left[\frac{dW}{dE d\Omega_1 d\Omega_2} \right] = \frac{\Delta n / \Delta E}{n_K \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_C \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2} \quad (5.1)$$

An dieser Stelle muß auf einen entscheidenden Unterschied zu der Auswerteformel von Ilakovac [93] hingewiesen werden. In Gleichung (5.1) stehen die Größen ϵ_i für die intrinsische Effizienz der verwendeten Detektoren. Eine solche Messung konnte allerdings nicht durchge-

führt werden, so daß man differentielle Zerfallswahrscheinlichkeiten erhält, die um die entsprechenden Effizienzen zu korrigieren sind. Eine Relativmessung ähnlich zu Kapitel 4.6.1.4 ist nicht möglich, da die Effizienz für Si(Li)-Detektoren oberhalb einer Photonenenergie von 25 keV sehr stark abfällt.

In der Auswertung nach Ilakovac haben die ϵ_i eine andere Bedeutung; sie geben die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit eines Photons in dem entsprechenden Detektor an. Zusätzlich tritt im Nenner der Gleichung (5.1) ein Faktor F auf. Dieser ist das Produkt aus Winkelverteilung, Schwächungsfaktoren in absorbierenden Schichten und der Wahrscheinlichkeit der Absorption im Kristall (dort: Germanium) gemittelt über alle Raumwinkel der zwei Detektoren. Die einzelnen Faktoren werden hierbei aus Literaturdaten berechnet. Das Produkt von $\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot F$ modelliert somit die intrinsische Effizienz der eingesetzten Detektoren. Dieses Verfahren hat den entscheidenden Nachteil, daß es für kleine Photonenenergien nur eine grobe Beschreibung liefern kann. Für den im Experiment angestrebten Nachweis von Photonen mit Energien kleiner 5 keV hängt dieser für Siliziumdetektoren sehr sensitiv von der Dicke der absorbierenden Schichten (Totschicht des Kristalls, Goldkontaktschicht, Berylliumfenster) ab [73]. Aufgrund dieser Sachlage ist das oben beschriebene Verfahren nach Ilakovac mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet und wurde deshalb nicht angewendet.

Die in Gleichung (5.1) vorkommende Größe W_K steht für die Zerfallsrate einer K-Schalenvakananz und wird in allen theoretischen Ableitungen [40,41] für Silber mit dem Wert $9,80 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ angegeben.

Auf die anderen Größen der rechten Seite in Gleichung (5.1) soll im folgenden eingegangen werden.

5.2.1 Anzahl der K-Schalenvakanzen n_K

Die Größe n_K darf nicht mit der oben angegebenen Aktivität der Quelle gleichgesetzt werden, da die letztere Angabe z.B. auch Zerfälle einer Vakananz in einer höheren Schale beinhaltet. Um die Anzahl der K-Schalenvakanzen n_K abzuleiten, lasse man sich durch folgende Überlegungen leiten. Eine durch einen beliebigen Prozeß erzeugte K-Schalenvakananz kann über zwei Mechanismen zerfallen, zum einen durch Aussendung von Photonen (K-Röntgenstrahlung) oder zum anderen durch Aussendung von Elektronen (Augereffekt). Mit Hilfe des Germaniumdetektors A aus Kapitel 4 (Hersteller: Canberra) dessen absolute Effizienz (Raumwinkel, spektrale Effizienz) hinreichend genau bekannt ist, konnte in einem separaten Experiment die

Anzahl der K-Röntgenquanten pro Sekunde relativ genau bestimmt werden. Hierbei wurde nur $K\alpha$ - und $K\beta$ -Strahlung berücksichtigt, K-Strahlung höherer Energie konnte nicht signifikant nachgewiesen werden. Über die Fluoreszenzausbeute $\omega_K = (0,834 \pm 0,025)$ für den Zerfall einer K-Vakanz in Silber [94], die das Verhältnis von Photonen- zu Elektronenemission angibt, kann auf die Anzahl der zerfallenen K-Vakanzen pro Sekunde geschlossen werden. Schließlich findet man für die im Experiment verwendete Quelle eine Zerfallsrate von K-Vakanzen von (20501 ± 417) 1/s. Der relativ große Fehler ist im wesentlichen durch die Effizienzbestimmung des Detektors bedingt.

Aufgrund der elektronischen Datenaufnahme kann die Gesamtnettomesszeit von 7168763 s des Zweiphotonenexperimentes sehr präzise bestimmt werden. Dies ergibt eine Gesamtanzahl von $n_K = 1,47 \times 10^{11}$ Zerfällen einer K-Vakanz.

5.2.2 Koinzidenzeffizienz ε_C

Wie in Kapitel 5.2 erläutert, werden auf Grundlage von Zeitdifferenzspektren wie in Abbildung 5.2 echte und zufällige Koinzidenzen unterschieden. Die zeitliche Abhängigkeit für echte Zweiphotonenereignisse wird in dieser Ableitung mit einer Gaußverteilung angenähert. Durch Einführen des Fensters 'Prompt' wird aber ein (kleiner) Anteil echter Ereignisse in den Flanken der Gaußverteilung abgeschnitten. Dieser Anteil läßt sich wie folgt spezifizieren.

In den Zeitdifferenzspektren wird der mit 'Prompt' bezeichneten Struktur ein Gaußprofil angefügt. Als wesentliche Ergebnisse erhält man den Schwerpunkt der Verteilung m und die Halbwertsbreite σ . Legt man nun im relativen Abstand x zum Schwerpunkt m die Grenzen des Fensters, so berechnet sich der Anteil der in der weiteren Auswertung berücksichtigten Koinzidenzen zu:

$$\varepsilon_C = \int_{y_1}^{y_2} e^{-t^2/2} dt \quad (5.2)$$

mit den Grenzen $y_1 = \frac{m-x}{\sigma}$ und $y_2 = \frac{m+x}{\sigma}$.

Mit Hilfe des Wahrscheinlichkeitsintegrals $\Phi(z) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^z e^{-z^2/2} dz$ kann Gleichung (5.2) umgeschrieben werden.

$$\varepsilon_C = \Phi(y_2) + \Phi(y_1) - 1 \quad (5.3)$$

Unter Verwendung von mathematischen Tabellenwerken [95] kann Gleichung (5.3) ausgewertet werden. Die Größen σ und x wurden in den entsprechenden Zeitdifferenzspektren bestimmt und deshalb in Nanosekunden in Tabelle 5.2 angegeben.

Detektoren	σ (ns)	x (ns)	ϵ_C
A - B	24	104	0,9998
A - C	19	65	0,9933
B - C	21	65	0,9806

Tab. 5.2 Koinzidenzeffizienz ϵ_C für verschiedene Detektorkombinationen

5.2.3 Raumwinkel $d\Omega$

Da die aktiven Flächen der Detektoren schon vom Hersteller spezifiziert werden, verbleibt zur Bestimmung der Raumwinkel die Messung des Abstandes von der Quelle bis zum Detektor-kristall. Für die verwendeten Detektoren liegt jeweils die Herstellerangabe für den Abstand zwischen Kristall und Detektorkappe vor. Der verbleibende Abstand Detektorkappe bis zur Quelle ist durch den aus Kunststoff gefertigten Abstandshalter gegeben und kann von diesem abgenommen werden. In der nachfolgenden Tabelle 5.3 sind die einzelnen Größen zusammengefaßt.

Detektor	Fläche (mm ²)	Abstand (mm)	$d\Omega/4\pi$
A	200	32,5	0,0151
B	200	32,0	0,0155
C	80	22,5	0,0126

Tab. 5.3 Raumwinkel der verschiedenen Detektoren

5.2.4 Elektronische Nachweiseffizienz

Für den Nachweis von sehr kleinen Photonenenergien spielt neben der intrinsischen Effizienz auch diejenige der Auslöseelektronik eine entscheidende Rolle. Im durchgeführten Experiment wurden Koinzidenzereignisse mit Photonenenergien größer 3,0 keV berücksichtigt. Um die Effizienz der Nachweiselektronik analog zu Kapitel 4.6.1.3 zu bestimmen, wurden Energiespektren mit simultan eingekoppelten elektronischen Pulsersignalen aufgenommen. Für alle drei Detektoren findet man, daß die Effizienz der Nachweiselektronik für Photonenenergien größer als 4 keV Eins beträgt und somit nur für die kleinste untersuchte Energie

(3,5 keV) in Gleichung (5.1) berücksichtigt werden muß. Der Übersichtlichkeit wegen wird in Abbildung 5.5 nur die elektronische Nachweiseffizienz der Detektoren A und B dargestellt, da die Kurven für Detektor A und C einen fast identischen Verlauf haben.

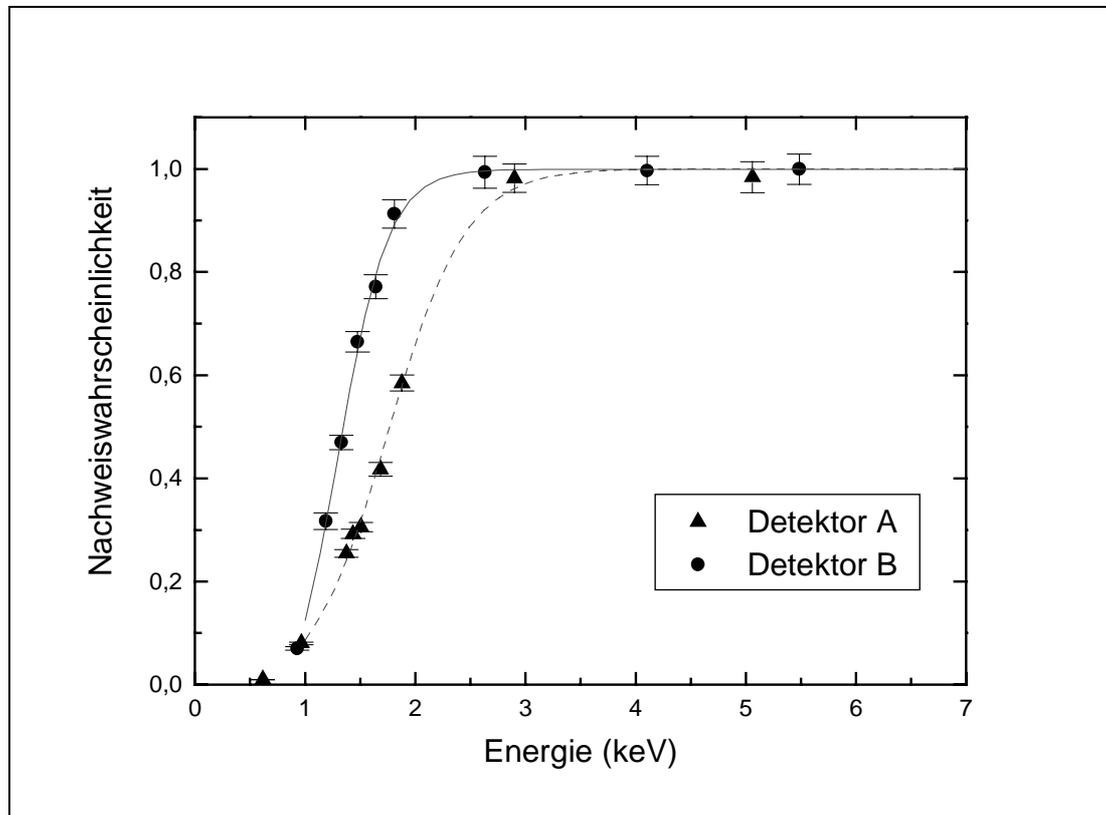


Abb. 5.5 Effizienz der Nachweiselektronik für den Detektor A (Dreiecke) und B (Kreise)

5.3 Ergebnisse

Auf der Grundlage des beschriebenen Auswerteverfahrens konnte für die Zweiphotonenübergänge $2s \rightarrow 1s$, $3s \rightarrow 1s$ und $3d \rightarrow 1s$ in Silber die differentielle Übergangswahrscheinlichkeit pro K-Schalenzerfall für die beiden Öffnungswinkel 180° und 90° bestimmt werden (siehe Abbildung 5.7). Die eingetragenen Fehler sind rein statistischer Natur. Der Übersichtlichkeit wegen ist der durch die Ableitung bedingte systematische Fehler für eine Energie $E/E_0 \approx 0,5$ exemplarisch oben links eingezeichnet. Für kleinere bzw. größere Energien werden diese Fehler größer, da die Unsicherheit in der Effizienzbestimmung immer größer wird. Für kleine Energien beim $3d \rightarrow 1s$ Übergang überwiegt bereits dieser Fehler und ist deshalb separat dargestellt, siehe größerer Fehlerbalken.

Diese beiden Winkel repräsentieren das Maximum bzw. Minimum der Intensität in der Winkelverteilung der 2E1-Photonen, die einer $(1 + \cos^2\theta)$ -Verteilung unterliegen. Dies stellt eine Erweiterung der Messung von Ilakovac [93] dar, der die Übergänge nur für einen Winkel von 180° beobachtet hatte. Durch die Verwendung von Si(Li)-Detektoren konnte auch das gemessene Energieintervall erweitert werden, so daß nun die kleinsten Energien 3,5 keV (Schwerpunkt des Energieintervalls von 1 keV Breite) oder 0,16 in der reduzierten Energie E/E_0 (für $2s \rightarrow 1s$) im Gegensatz zu 6,58 keV (0,303) bei Ilakovac betragen. Im Gegensatz zu der Messung für einen Winkel von 180° , wo nur die Ergebnisse der Kombination Detektor A und B zur Verfügung stehen, kann für die Messung unter 90° auf die beiden Kombinationen A - C und B - C zurückgegriffen werden. Dieser Umstand kompensiert teilweise die niedrigere Zählrate für 2E1-Ereignisse aufgrund der Winkelverteilung der beiden Photonen und dem kleineren Raumwinkel der Detektorkombination (Tabelle 5.3). Durch eine Zusammenfassung der beiden Kombinationen für 90° läßt sich somit eine Reduzierung des relativen Fehlers im Vergleich zu einer einzelnen Messung erreichen.

Für einen Vergleich der Meßergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen werden schließlich die intrinsischen Effizienzen der verwendeten Detektoren benötigt, die aber, wie in Kapitel 5.2 erläutert, nicht bestimmt werden konnten. Um diesen Vergleich dennoch zu ermöglichen, soll für die Detektoren eine Modelleffizienz zugrunde gelegt werden, die auf folgenden Annahmen beruht. Die Absorption vor allem für niedrige Photonenenergien wird innerhalb des Detektors durch das Berylliumeintrittsfenster, den Goldkontakt und eine Totschicht auf dem Kristall verursacht [73]. Die Dicke des Berylliumfensters kann den Herstellerangaben entnommen werden, siehe Tabelle 5.1. Für Photonenenergien kleiner 5 keV wird die Absorption hauptsächlich durch die Goldkontaktschicht dominiert. Aufgrund von Erfahrungswerten in der Literatur [9,73] wird diese mit 20 nm angenommen. Die Dimension der Siliziumtotschicht von $0,2 \mu\text{m}$ wurde einer Herstellerangabe [96] entnommen. Mit Hilfe von Massenschwächungskoeffizienten [97] wurde die in Abbildung 5.6 dargestellte Modelleffizienz berechnet. Der Abfall für hohe Photonenenergien ist durch die Dicke des Siliziumkristalls von 5 mm bedingt [96]. Diese ist für hohe Energien nicht mehr ausreichend, einkommende Photonen ganz zu absorbieren, wodurch nur ein Teil der Photonenenergie mit dem Siliziumkristall nachgewiesen werden kann. Nur im Energiebereich von ca. 10 keV bis 20 keV besitzen die Detektoren ihre maximale Nachweiseffizienz.

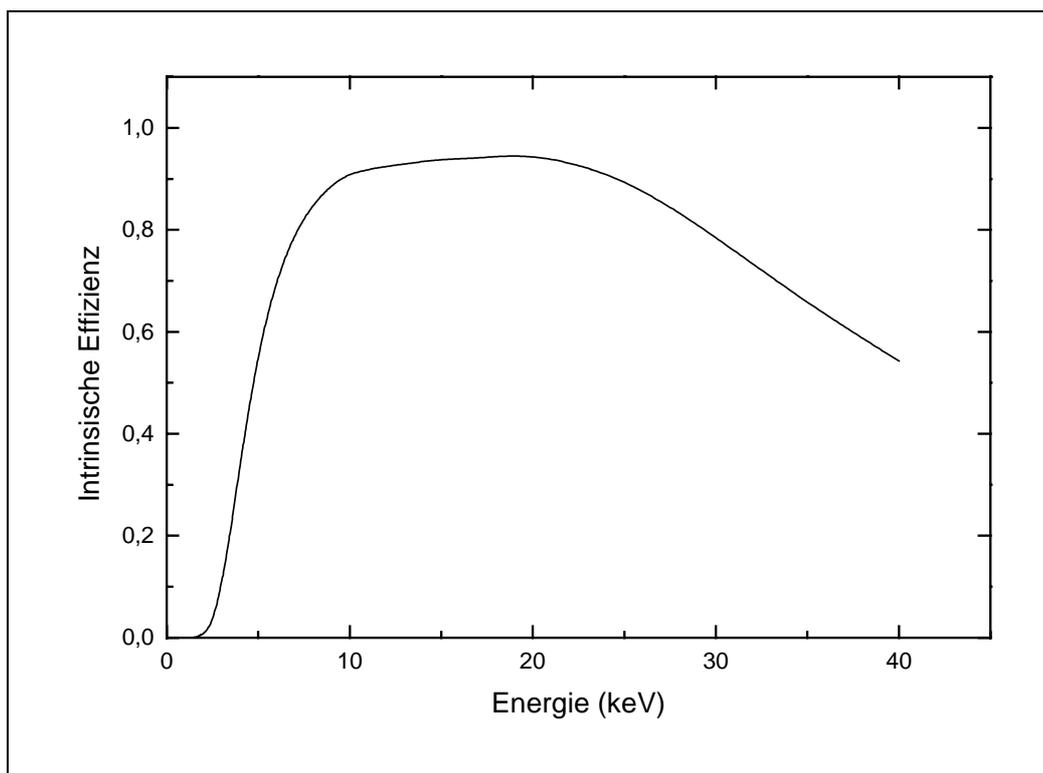


Abb. 5.6 Modelleffizienz für Detektor B für Photonenergien bis 40 keV

Die um die beschriebene Modelleffizienz korrigierten Meßergebnisse dieser Arbeit beschreiben den Verlauf der Rechnung von Tong et al. [41] in Abbildung 5.7 relativ gut. Während der $2s \rightarrow 1s$ Übergang ein Maximum der Verteilung bei der halben Übergangsenergie zeigt, weisen die höheren Übergänge $3s, 3d \rightarrow 1s$ einen starken Anstieg bei kleineren Energien auf. Hierbei konnte die von der Theorie vorhergesagte Resonanzstruktur von $3s \rightarrow 1s$ Übergängen erstmals beobachtet werden. Diese Zwischenzustandsresonanzen (hier: $3s \rightarrow 2p \rightarrow 1s$) treten auf, da bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit über alle, auch der besetzten Zustände summiert werden muß. Wie Guo [15] zeigen konnte (Kapitel 2.4), widerspricht die Berücksichtigung der besetzten Zustände nicht dem Pauliprinzip. Werden die besetzten Zustände hingegen in der Rechnung nicht berücksichtigt, ergibt sich eine ähnliche Verteilung wie für den $2s \rightarrow 1s$ Übergang, der ein absolutes Maximum bei $E/E_0 = 0,5$ besitzt. Wie schon die Messung von Ilakovac für den $3d \rightarrow 1s$ Übergang stellt das in dieser Arbeit gefundene Ergebnis für $3s \rightarrow 1s$ eine experimentelle Bestätigung der Ableitung nach Guo dar. Dieses Resultat stellt eine wichtige Grundlage zum Verständnis von 2E1-Innerschalenzerfällen aus Zuständen mit Hauptquantenzahlen $n > 2$ dar.

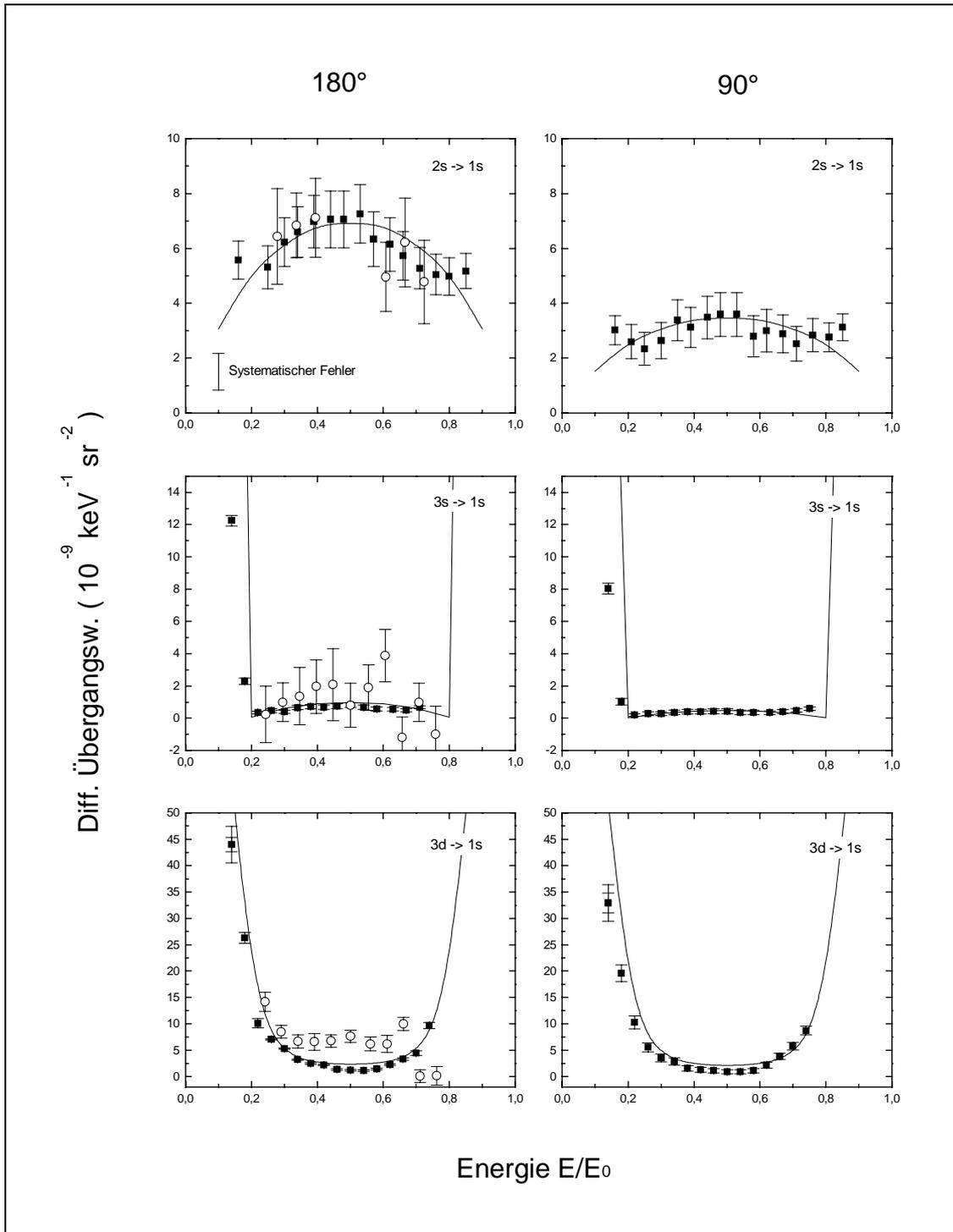


Abb. 5.7 Um die Modelleffizienz korrigierte differentielle 2E1-Übergangswahrscheinlichkeiten pro K-Schalenzerfall für die Öffnungswinkel 180° (links) und 90° (rechts) inklusive statistischer Fehler. Die Quadrate repräsentieren die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit, die offenen Kreise die Werte von Ilakovac [93]. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis einer relativistischen SCF-Rechnung von Tong et al. [41].

Eine wesentliche Erweiterung zu den Messungen von Ilakovac ist auch in der Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten für zwei Winkel zu sehen, so daß erstmals Aussagen über die Winkelverteilung des Innerschalen-Zweiphotonenzerfalles gemacht werden können. Nicht-relativistische Rechnungen von Florescu [25] für (leichte) H-ähnliche Ionen zeigen für 2E1-Übergänge folgende Verteilung bezüglich des Winkels θ zwischen den Ausbreitungsrichtungen der Photonen:

$$\begin{aligned} ns \rightarrow 1s : & \quad 1 + \cos^2\theta \\ nd \rightarrow 1s : & \quad 1 + 1/13 \cos^2\theta \end{aligned}$$

Dieses Verhalten spiegelt sich im wesentlichen auch in den Berechnungen von Tong et al. [41] und Mu, Crasemann [40] für den 2E1-Übergang in Atomen mit einer K-Schalenvakanz wider. Eine experimentelle Bestimmung des Zweiphotonenzerfalles bei den Winkeln 180° und 90° überprüft somit gerade das Maximum bzw. Minimum der Winkelverteilung. In Abbildung 5.7 ist das Intensitätsverhältnis des 2E1-Überganges für den Öffnungswinkel 180° zu 90° dargestellt. Für $ns \rightarrow 1s$ Übergänge sollte das Verhältnis ca. 2, für $nd \rightarrow 1s$ ca. 1,08 betragen.

Da es sich bei den in Abbildung 5.8 dargestellten Verhältnissen um die Quotienten der differentiellen Übergangswahrscheinlichkeiten nach Gleichung 5.1 handelt, sind diese auch von der durchgeführten Effizienzkorrektur abhängig. Für Photonenenergien größer als ca. 10 keV (reduzierte Energie größer als 0,4) sind nur kleinere Unterschiede in der Effizienz für verschiedene Detektoren zu erwarten, da die Intensitätsschwächung in absorbierenden Schichten im Detektor (Berylliumfenster, Siliziumtotschicht, Goldkontakt) nur noch wenige Prozent beträgt. Somit ist auch der zusätzliche Unsicherheit durch die obige Effizienzkorrektur in diesem Energiebereich nur marginal. Ganz anders sieht die Situation für sehr kleine Photonenergien (< 5 keV oder 0,2 in reduzierten Energien) aus. Hier stellt die Effizienzkorrektur einen großen Beitrag dar, so daß hier die Ergebnisse in Abbildung 5.8 beeinflußt werden. Die in Abbildung 5.8 angegebenen Unsicherheiten berücksichtigen nur statistische Unsicherheiten, solche aufgrund der durchgeführten Auswerteprozedur (systematische Fehler) sind exemplarisch angegeben.

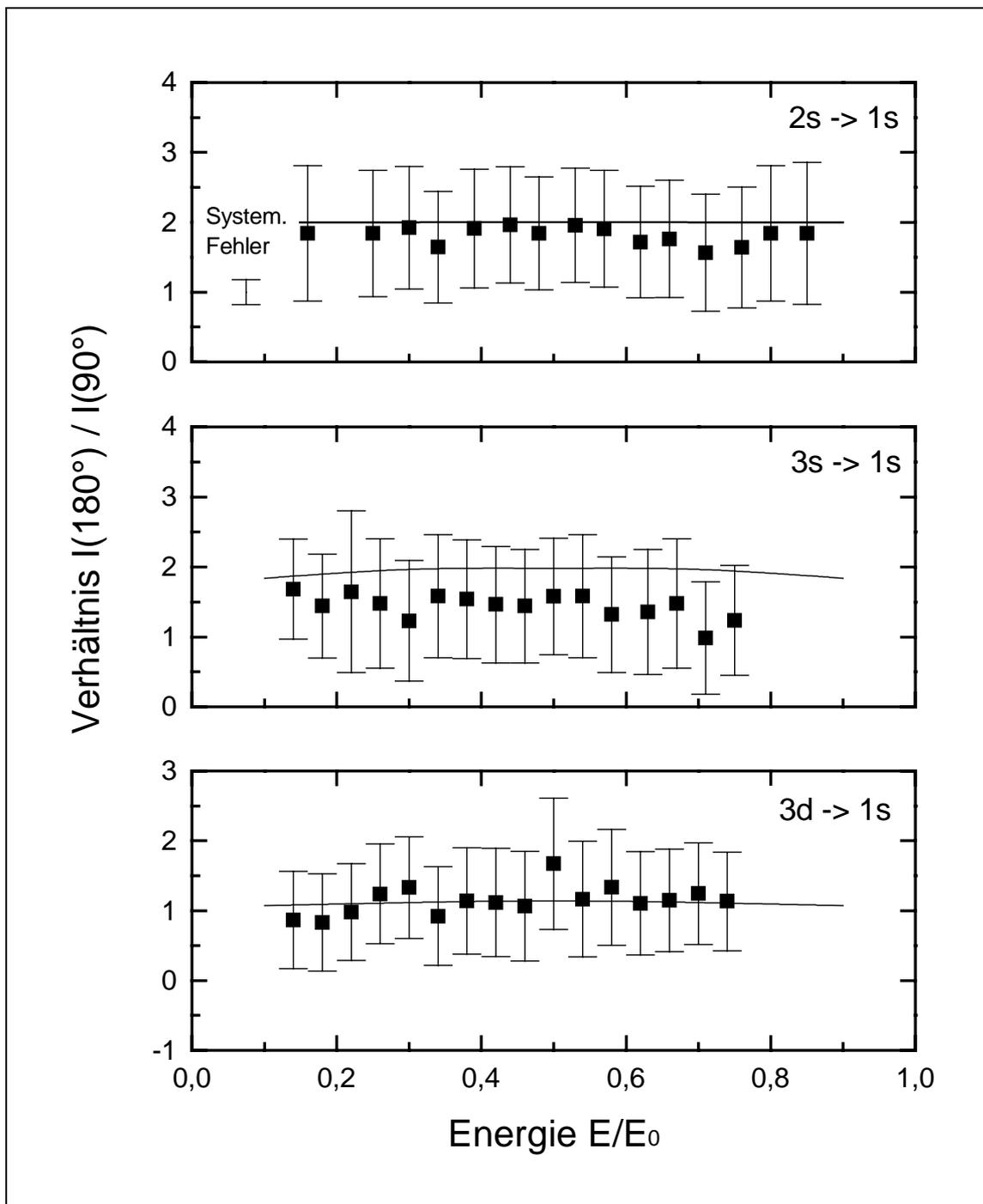


Abb. 5.8 Intensitätsverhältnis des 2E1-Überganges für die Winkel 180° und 90° . Die Quadrate stellen die experimentellen Ergebnisse, die durchgezogene Linie die Rechnung von Tong et al. [41] dar. Angegeben sind jeweils nur die statistischen Fehler. Der systematische Fehler ist der Übersichtlichkeit wegen exemplarisch dargestellt.

Trotz der eben erläuterten Problematik, stimmen die experimentellen Intensitätsverhältnisse recht gut mit der theoretischen Vorhersage überein. Die relativ großen Unsicherheiten sind

hauptsächlich durch die den 2E1-Prozeß kennzeichnende geringe Koinzidenzrate verursacht. Verzichtet man auf die energiedifferentielle Aussage, so kann man einen (über alle Energien) gemittelten Wert für das Intensitätsverhältnis angeben, der eine größere statistische Signifikanz besitzt. In Tabelle 5.4 werden die Intensitätsverhältnisse dieser Arbeit mit denen der theoretischen Vorhersage von Tong et al. [41] verglichen.

Übergang	Diese Arbeit	Tong et al.
2s → 1s	1,90 ± 0,27	2,00
3s → 1s	1,49 ± 0,34	2,00
3d → 1s	1,22 ± 0,25	1,08

Tab. 5.4 Über alle Energien gemitteltes Intensitätsverhältnis $I(180^\circ) / I(90^\circ)$ des 2E1-Zerfalles im Vergleich zu Ref. [41]

Für den Zweiphotonenzerfall 2s und 3d → 1s stimmen die experimentellen Werte gut mit denen von Tong überein. Für den Übergang 3s → 1s kommt es allerdings zu einer Unterschreitung des Theoriewertes von ca. 25 Prozent, ist aber innerhalb des Fehlers noch mit der theoretischen Vorhersage vereinbar. Eine Ursache dieses Verhaltens konnte nicht gefunden werden, dennoch gilt für diesen Übergang zu beachten, daß es sich hierbei um den schwächsten von allen handelt und die geringe Statistik hier besonders zum Tragen kommt.

5.4 Bestimmung des Matrixelementes $|M_{fi}|^2$

Analog zu den Kapiteln 3.5.3 und 4.8 soll auch für die hier untersuchten Übergänge eine normierte Rate angegeben werden, die proportional zum Quadrat des Matrixelements ist. Hierzu werden sowohl die theoretischen Vorhersagen nach Tong [41] als auch die experimentellen Daten auf den Wert in der Mitte der jeweiligen Verteilung normiert und anschließend um einen Faktor $f(1-f)$ dividiert. Während die Ergebnisse in Abbildung 5.7 winkelabhängig sind, vgl. Intensitätsunterschiede für gleiche Übergänge aber verschiedene Winkel, so ist die nach obiger Ableitung erhaltene normierte Rate davon unabhängig. In Abbildung 5.9 wird die normierte Rate als Funktion der Energie f inklusive ihrer statistischen Fehler dargestellt.

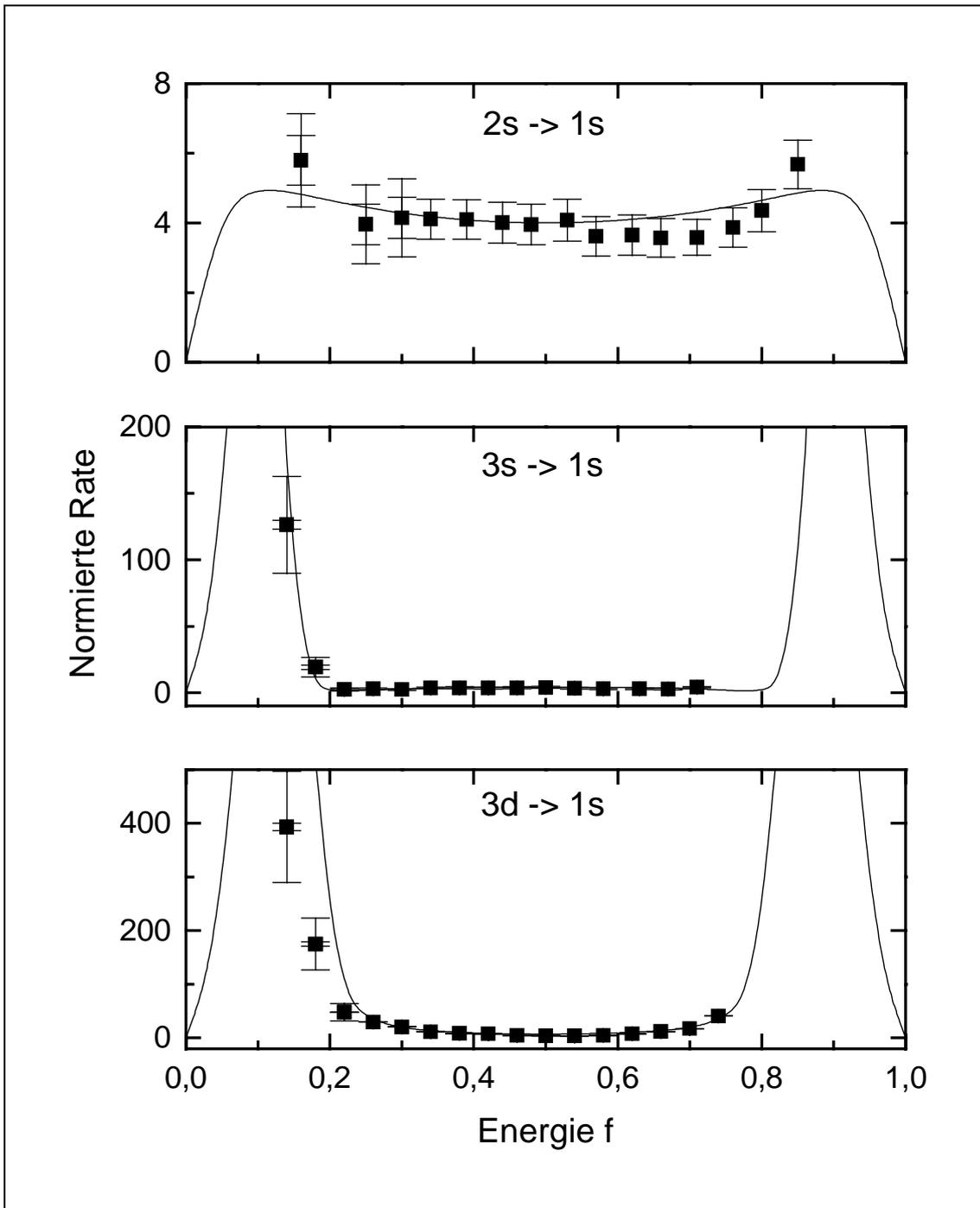


Abb. 5.9 Normierte Rate des 2E1-Übergänge 2s, 3s, 3d \rightarrow 1s in Silber als Funktion der Photonenenergie f . Die experimentellen Daten werden mit einer Rechnung von Tong et al. [41] verglichen. Für die ersten drei Werte werden neben den statistischen (innere Balken) auch die systematischen Fehler (äußere Balken) angegeben.

Für die ersten drei Datenpunkte werden sowohl die statistischen Fehler (innere Balken) als auch die durch die Ableitung auftretenden systematischen Fehler (äußere Balken) separat dargestellt. Für alle weiteren Werte wurde der Übersichtlichkeit wegen auf eine solche Präsentation verzichtet.

Die Übereinstimmung der experimentellen Werte mit den theoretischen Vorhersagen von Tong [41] kann vor allem für die Übergänge $2s$ und $3s \rightarrow 1s$ als gut bezeichnet werden. Abgesehen von dem relativ großen systematischen Fehler zeigt sich auch hier die insgesamt geringe Statistik als limitierender Faktor. Abweichungen zwischen Experiment und theoretischer Vorhersage lassen sich für den $3d \rightarrow 1s$ Übergang speziell für kleine Photonenenergien zeigen. Diese Abweichungen sind ebenso in Abbildung 5.7 zu erkennen, werden aber bei der Division durch den Faktor $f(1-f)$ zur Berechnung der normierten Rate verstärkt.

5.5 Konkurrenzprozesse

Wie in Kapitel 5.3 beschrieben wurde, ist das durchgeführte Experiment von einer sehr kleinen Ereignisrate der interessierenden Zweiphotonenübergänge gekennzeichnet. Deshalb ist es von großer Wichtigkeit Konkurrenzprozesse zu untersuchen, die ebenso eine kontinuierliche Energieverteilung besitzen und somit im Experiment nicht unterschieden werden können. Eine solche Untersuchung ist aber nur für die Detektorkombination A - B notwendig, da diese sich einander gegenüber stehen und somit sensitiv auf 'cross talk' sind. Eine Aluminiumblende mit einer runden Öffnung des Durchmessers von 2,5 mm (Abbildung 5.2) wurde in ihrer Dicke (3 mm) so dimensioniert, daß sie ein Optimum in bezug auf maximalen Raumwinkel der Detektoren und Minimierung des 'cross talk' darstellt. Die Dicke der Blenden stellt sicher, daß Photonen im Energiebereich von bis zu 25 keV absorbiert werden, was eine erhebliche Reduktion von Konkurrenzprozessen zur Folge hat. Eine Untersuchung für die 90° -Geometrien Detektor A - C und B - C muß nicht in Erwägung gezogen werden, da sich diese Kombinationen nicht direkt einsehen können. Im folgenden sollen die Beiträge der drei Hauptprozesse Comptonstreuung, Escape eines Si-K Photons und Bremsstrahlung zur Koinzidenzrate des Zweiphotonenzerfalles diskutiert werden. Die ausführliche Behandlung geschieht vor allem auch in Hinblick auf die prinzipielle Durchführbarkeit weiterer Experimente dieser Art.

5.5.1 Comptonstreuung

Die Absorption eines Photons in einem Detektor 1 kann die Emission von Sekundärstrahlung verursachen, die diesen Detektor verläßt und in einem Detektor 2 nachgewiesen wird. Beim Comptonprozeß überträgt ein einkommendes Photon der Energie E_γ in Detektor 1 auf ein (quasifreies) Elektron des Siliziumkristalls die Energie E_e , die dort gemessen wird, und wird mit der Energie $E_{\gamma'}$ unter dem Winkel φ zur Einfallsrichtung gestreut:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon(1 - \cos \varphi)} \quad (5.4)$$

Der Faktor ε in Gleichung (5.4) ist das Verhältnis aus der Photonenenergie und der Ruheenergie des Elektrons und berechnet sich aus $E_\gamma / 511 \text{ keV}$. Durch den kleinen Blendendurchmesser der Aluminiumabschirmung und Detektorenabständen von ca. 35 mm können in Detektor 2 nur in einem kleinen Winkelbereich um $\varphi = 180^\circ$ gestreute Photonen nachgewiesen werden. Dies ergibt für die Silber $K\alpha$ -Strahlung von $E_\gamma = 22,1 \text{ keV}$ Energien $E_e = 1,74 \text{ keV}$ in Detektor 1 und $E_{\gamma'} = 20,26 \text{ keV}$ in Detektor 2. Die in Detektor 1 deponierte Energie ist an der Grenze dessen, was von der Nachweiselektronik (siehe Abbildung 5.5) verarbeitet werden kann. Auch der Comptonprozeß für Silber $K\beta$ -Strahlung (24,9 keV) erzeugt in Detektor 1 nur Photonen der maximalen Energie von 2,21 keV, was aber unterhalb der kleinsten, in der Auswertung berücksichtigten Energie von 2,5 keV für Zweiphotonenübergänge liegt. Somit kann ein Einfluß des Comptoneffektes auf die gemessene Spektralverteilung in Kapitel 5.3 ausgeschlossen werden.

5.5.2 Escape von Silizium K-Strahlung

Ein Photon der Energie E_γ trifft auf den Kristall des Detektors 1 und wird dort absorbiert. Liegt die Energie des einfallenden Photons über der Silizium K-Kante (1,839 keV), so kann entsprechende K-Strahlung emittiert werden, die in Detektor 2 nachgewiesen werden kann. Da aber die Energie der Si-K Photonen unter dem Energiebereich der Auswertung liegt, kann dieser Prozeß nicht zu einem Untergrund in den 2E1-Spektren führen.

5.5.3 Bremsstrahlung

Von besonderer Wichtigkeit in diesem Experiment der Messung einer kontinuierlichen Energieverteilung zweier Photonen, ist eine Abschätzung der Gesamtzahl von Koinzidenzen aufgrund von Bremsstrahlungsphotonen. Da die Energie des in Detektor 1 auftreffenden Photons meist über der K-Kante des Siliziums liegt, können dort hochenergetische Photoelektronen erzeugt werden, die im umgebenden Festkörper Bremsstrahlung verursachen. Diese Photonen verlassen den Detektor 1, passieren das Loch in der Aluminiumblende und werden in Detektor 2 nachgewiesen, wodurch die Energie des einkommenden Photons auf beide Detektoren kontinuierlich aufgeteilt werden kann.

In der nachfolgenden Abschätzung wird davon ausgegangen, daß ‘cross talk’ durch Bremsstrahlung nur durch K- und L-Schalenphotoelektronen verursacht wird, die durch einfallende Photonen im Siliziumkristall erzeugt wurden (siehe auch Ilakovac [98]). Die Erzeugung von K- und L-Schalenphotoelektronen gibt aber außerdem Anlaß zu Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung, die hiermit die Wahrscheinlichkeit zur Emission eines Bremsstrahlungsquants um einen Faktor F_1 reduziert:

$$F_1 = 1 - \left(\frac{n_{\text{esc}}}{n_0} \right)_{K_\alpha} - \left(\frac{n_{\text{esc}}}{n_0} \right)_{K_\beta} \quad (5.5)$$

Die Ausdrücke in den Klammern stellen die Wahrscheinlichkeit eines Escapeereignisses für K_α - bzw. K_β -Photonen dar und können nach einer Ableitung von Axel [99] und Lidén und Starfelt [100] für ein semi-infinites Volumen und einen kollimierten Strahl mit einem Winkel θ zur Senkrechten der Oberfläche berechnet werden. Hierfür wird der Photoeffekt als einziger Prozeß zur Produktion von K-, L-Schalenvakanzen angesehen. Die Werte für totale (μ) und photoelektrische (τ) Absorptionskoeffizienten, der Anteil des Photoeffektes der K-Schale δ_K , der Fluoreszenzausbeute ω_K und der relativen Wahrscheinlichkeit der Emission eines Röntgenquants p_ξ wurden der Literatur entnommen.

$$\left(\frac{n_{\text{esc}}}{n_0} \right)_{K_\xi} = \frac{1}{2} \frac{\tau}{\mu} \delta_K \omega_K p_\xi \left[1 - r \cos\theta \ln \left(1 + \frac{1}{r \cos\theta} \right) \right] \quad (5.6)$$

Analoges gilt auch für die Bremsstrahlungsphotonen in Detektor 2. Auch hier reduziert die Emission von charakteristischer Strahlung die Koinzidenzrate für Bremsstrahlungsereignisse mit der Bedingung $E_0 = E_1 + E_2$. Diese Reduktion wird durch einen Faktor F_2 berücksichtigt,

der gleiches Aussehen wie F_1 besitzt. Mit Hilfe dieser Größen kann die Koinzidenzrate n_B aufgrund von Bremsstrahlungsphotonen im Energieintervall dE_b berechnet werden [101]:

$$\left(\frac{dn_b}{dE_b}\right)_{K,L} = \frac{1}{8} n_K \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_c \frac{\tau_0}{\mu_0} \delta_K \frac{\mu_0}{\mu_0 + \mu_b} \left(\frac{r}{D}\right)^2 \left(\frac{dw_b}{dE_b}\right) \int_0^{\theta_1} \exp\left(-\frac{C_0 + C_b}{\cos\theta}\right) F_1 F_2 \cos^3 \theta \sin \theta \, d\theta \quad (5.7)$$

Alle mit dem Index 0 versehenen Größen beziehen sich auf das einkommende Photon, der Index b auf das Bremsstrahlungsphoton. Die Reduktion des zweiten Raumwinkels durch die Aluminiumblende wird durch das Verhältnis des Radius r und des Abstandes zum Detektor D berücksichtigt. Die Faktoren $C_i = \sum \mu d$ berücksichtigen die Absorption in verschiedenen Schichten der Dicke d.

Die Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines Bremsstrahlungsphotons der Energie E_b im Energieintervall dE_b pro Elektron mit der Ausgangsgeschwindigkeit T_0 ergibt sich zu [101]:

$$\frac{dw_b}{dE_b} = \frac{1}{E_b} \int_{E_b}^{T_0} \frac{\frac{d}{dE_b} \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}}}{\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{ion}} + \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}}} \, dT \quad (5.8)$$

Die einzelnen Terme im Nenner stellen den Energieverlust pro Einheitslänge für Ionisation bzw. Aussendung eines Elektrons der Energie T dar.

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{ion}} = \frac{2\pi}{T} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 N_a Z \ln \frac{T\sqrt{2}}{I} \quad (5.9)$$

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}} = \frac{16}{3} N_a Z^2 \sigma_0 (T + mc^2) \quad (5.10)$$

Der Term im Zähler von Gleichung 5.8 repräsentiert den Energieverlust pro Einheitslänge und Energieintervall dE_b durch Aussendung von Bremsstrahlungsphotonen der Energie E_b .

$$\frac{d}{dE_b} \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}} = N_a Z^2 \sigma_0 B (T + mc^2) / T \quad (5.11)$$

Die Funktion B berechnet sich weiterhin zu:

$$B = \frac{1}{16} \ln\left(\sqrt{\frac{1}{x}} + \sqrt{\frac{1}{x} - 1}\right) \frac{1}{\sqrt{1-x}} \frac{1 - \exp(-a/\sqrt{T})}{1 - \exp(-a/\sqrt{T(1-x)})} \frac{mc^2}{mc^2 + T} \quad (5.12)$$

In den obigen Gleichungen 5.8 bis 5.12 steht mc^2 für die Elektronen-Ruheenergie (511 keV), e für die Elementarladung, Z und N_a für die Kernladungszahl und Atomdichte von Silizium. Das mittlere Ionisationspotential wurde mit $I = (16 \text{ eV}) Z$ berechnet. Weitere Hilfsgrößen waren $x = E_b / T$ und $a = 2 \pi Z \alpha (mc^2/2)^{1/2}$.

Die Anzahl der Koinzidenzen aufgrund der Emission von Bremsstrahlung in Gleichung 5.7 wurde numerisch für Energien $E_b = 3,5, 4,5, \dots, 20,5 \text{ keV}$ ausgewertet. In Abbildung 5.10 ist das Ergebnis für Silber $K\alpha$ -Strahlung getrennt nach Bremsstrahlung durch K- und L-Photoelektronen dargestellt.

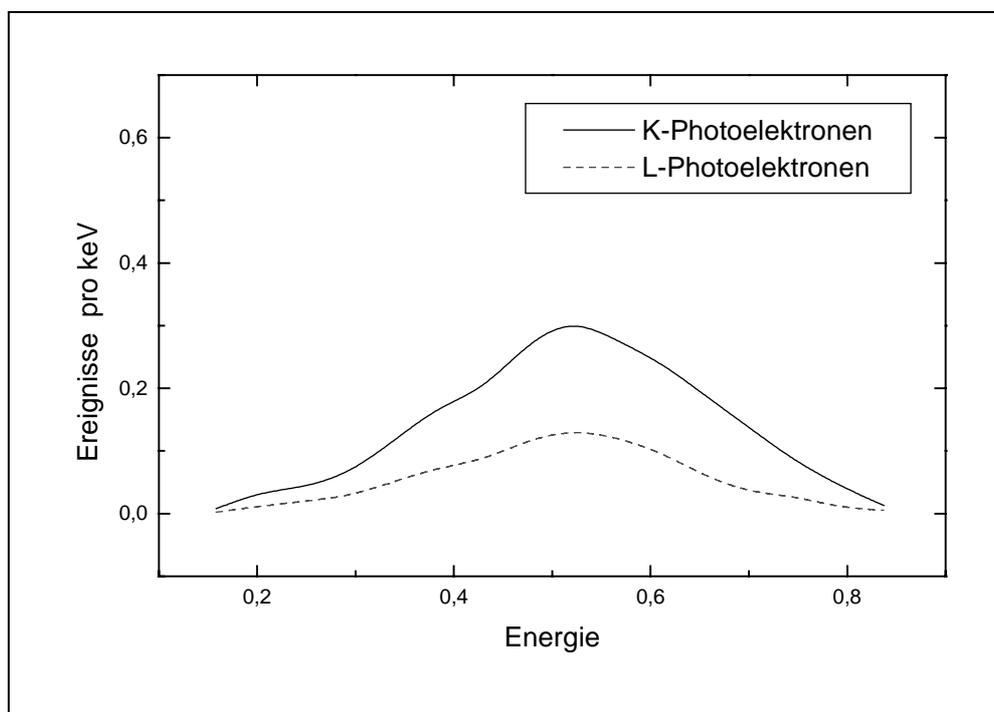


Abb. 5.10 Berechnete Anzahl von 'cross talk' Ereignissen durch Bremsstrahlung von K- und L-Photoelektronen als Funktion der normierten Energie $f = \hbar\omega / \Delta E_{2E1}$.

Über den gesamten Auswertebereich der Analyse für den 2E1-Übergang $2s \rightarrow 1s$ (3,5 bis 18,5 keV) integriert, berechnet sich die Gesamtanzahl von Bremsstrahlungsereignissen an der experimentell bestimmten 2E1-Verteilung zu ca. 3. Abschließend kann anhand dieser Abschätzung festgestellt werden, daß der Energietransfer zwischen den Detektoren über Bremsstrahlung vernachlässigbar klein ist.

5.6 Ausblick

Sämtliche Ergebnisse in diesem Kapitel 5 sind von relativ großen Unsicherheiten aufgrund der kleinen Koinzidenzrate für 2E1-Ereignisse geprägt. Die Hauptursache ist hier vor allem in der kleinen Übergangswahrscheinlichkeit des 2E1-Zerfalles gegenüber E1-Übergängen von ca. 10^{-6} zu sehen. Die für das Experiment entscheidende Randbedingung ist die Ratenverträglichkeit von 1 kHz der verwendeten Siliziumdetektoren. In dem Experiment durfte das Produkt aus der Gesamtaktivität der Quelle und dem Raumwinkel des Detektors diesen Wert nicht überschreiten. Die oben beschriebene Unterdrückung des 2E1-Zerfalles gegenüber einem E1-Übergang zum einen und der endliche zweite Raumwinkel der Koinzidenzmessung zum anderen ergibt eine Koinzidenzrate von ca. 10^{-3} pro Sekunde. Um eine ausreichende Statistik zu sammeln, ergeben sich so Meßdauern von vielen Wochen, wodurch die Frage der Stabilität der Meßelektronik eine entscheidende Rolle gewinnt. Die Meßzeit des in diesem Kapitel beschriebenen Experimentes betrug 84 Tage. Um einen statistischen Fehler von nur maximal zehn Prozent zu erreichen, müßte man bereits länger als 14 Monate messen. Diese Abschätzung zeigt die Grenzen des verwendeten Aufbaus. Erst mit der Verwendung von Röntgendetektoren, die wesentlich höhere Raten verarbeiten können, und Quellen mit höherer Gesamtaktivität kann eine Verbesserung der statistischen Signifikanz und damit der Aussagekraft der Meßergebnisse erwartet werden.

Um relativistische Einflüsse auf den Zweiphotonenzerfall zu untersuchen, muß man zu Messungen in Atomen mit großer Kernladungszahl Z übergehen. Ähnlich wie bei den H- und He-ähnlichen Ionen sollte sich eine deutliche Z -Abhängigkeit in der Energieverteilung der beiden ausgesendeten Photonen zeigen. Da bis zum heutigen Tage keine vollrelativistischen Rechnungen für Atome mit $Z > 54$ durchgeführt wurden, kann eine solche Messung einen wichtigen Beitrag zum Verständnis von schweren Systemen liefern. Neben der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles ist auch die Winkelverteilung der ausgesendeten Photonen von großem Interesse. Wie Florescu et al. [25] im Rahmen der nichtrelativistischen Dipolnäherung zeigen konnte, ergibt sich z.B. für den Übergang $2s \rightarrow 1s$ eine Winkelverteilung gemäß $(1 + \cos^2\theta)$. In den relativistischen Rechnungen von Mu [40] und Tong [41] für Atome mit Kernladungszahlen $Z < 54$ (Xenon) stellt das elektrische Dipolmoment immer noch den dominierenden Anteil in der Multipolentwicklung dar, so daß keine wesentlichen Abweichungen zu dem Ergebnis von Florescu festgestellt werden können. Bei Übergängen in Atomen mit hoher Kernladungszahl müssen jedoch vermehrt Anteile höherer Multipolordnungen berücksichtigt werden. Somit ist bei sehr schweren Atomen am ehesten mit einer Abweichung von der obigen

Winkelverteilung zu erwarten. Daher wäre es sehr interessant, die Winkelverteilung für ein möglichst hohes Z zu untersuchen, zumal bis heute, wie oben erwähnt, noch keine theoretische Vorhersage veröffentlicht wurde.

Ein erstes Experiment zur Bestimmung der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in Hafniumatomen ($Z = 72$) mit einer K-Vakanz, die aus dem Isotop Ta-179 über Elektroneneinfang erzeugt werden, wurde von Ilakovac und Mitarbeitern schon 1992 veröffentlicht [93]. Insbesondere konnte der Verlauf der $3d \rightarrow 1s$ Zwischenzustandsresonanz in einem weiteren Experiment detailliert untersucht werden [102]. Um die Winkelverteilung der beiden Photonen beim 2E1-Zerfall in Hafnium mit einer K-Schalenvakanz zu bestimmen, wurde ein zu Ref. [93] analoges Experiment aufgebaut. Hierfür wurden zwei siebenfach segmentierte Germaniumdetektoren eingesetzt, deren Eigenschaften in Kapitel 4.3 unter der Bezeichnung 'Detektor B' beschrieben sind. Da die vom Institut für Kernchemie der Universität Mainz hergestellte Ta-179-Quelle [103] nur eine Gesamtaktivität von ca. 5 kBq besaß, war die Meßzeit von sieben Wochen nicht ausreichend, um signifikante Aussagen zu machen. Obwohl das Ziel der Bestimmung der Winkelverteilung verfehlt wurde, konnte die prinzipielle Machbarkeit gezeigt werden. Für ein erneutes Experiment sind zwei Voraussetzungen zu erfüllen. Zum einen ist hier eine wesentlich stärkere Tantalquelle zu nennen, deren Gesamtaktivität ca. 75 kBq betragen sollte. Zum anderen muß trotz des kleinstmöglichen Abstandes Detektor-Quelle eine Meßdauer von mindestens 90 Tagen veranschlagt werden. Mit diesen Parametern sollte eine Aussage ähnlicher Qualität wie in diesem Kapitel für Silber möglich sein.