

Interner Bericht
DESY F41
HASYLAB 82-03
APRIL 1982

| | | |
|-----------------------------|--------------|-----------------------|
| Eigentum der Property of | DESY | Bibliothek library |
| Zugang: Accessions: | 2. JULI 1982 | |
| Leihfrist: Loan period: | 7 | Tage days |

Aufbau einer Elektronenkanone
zur Messung von Augerspektren an freien Atomen
von Mangan und Chrom

von
Heinz-Eberhard Wetzel

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Aufbau einer Elektronenkanone
zur Messung von Augerspektren an freien Atomen
von Mangan und Chrom

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Heinz-Eberhard Wetzel
Hamburg 1982

Set up of an E-Gun and
Measuring of Auger - Spectra of Mn and Cr

by
Heinz-Eberhard Wetzel

Abstract

The present work concerns the set up of an E-gun and the measuring of Auger-spectra of Mn and Cr. With Mn and Cr the 3p - excitation (3p \rightarrow 3d) is possible. The interference between the following Super-Coster-Kronig decay $3p^5 3d^6 4s^n \rightarrow 3p^6 3d^4 4s^n$ $\epsilon 1$ $n = 1, 2$ and the ionization $3p^6 3d^5 4s^n \rightarrow 3p^6 3d^4 4s^n$ $\epsilon 1$ gives rise to a Fano - profile of the cross-section. The spectra show that the Super-Coster-Kronig decay of the ion $3p^5 3d^5 4s^n \rightarrow 3p^6 3d^3 4s^n$ $\epsilon 1$ is weaker than the Coster-Kronig decay $3p^5 3d^5 4s^n \rightarrow 3p^6 3d^4 4s^{n-1}$ $\epsilon 1$.

Inhaltsverzeichnis

| | Seite |
|--|-------|
| Einleitung | 1 |
| Beschreibung der Meßapparatur (1.1.) | 4 |
| Strahlenerzeugungs- und Ablenkensystem (1.2.) | 6 |
| Strahlenerzeugungssystem (1.3.) | 7 |
| Abbildung mit elektrischen Linsen (1.4.) | 8 |
| Das Zusammenwirken der beiden Linsen (1.5.) | 10 |
| Weitere Bemerkungen zur ersten Linse (1.6.) | 11 |
| Das Gehäuse der Elektronenkanone (1.7.) | 13 |
| Das Ablenkensystem (1.8.) | 15 |
| Spannungserzeugung für das Ablenkensystem (1.10.) | 18 |
| Die Stabilisierungsschaltung St.(1.11.) | 20 |
| Die Stabilisierungsschaltung ST (1.12.) | 22 |
| Die Messung (1.13.) | 24 |
| Die Mü-Metallabschirmung (1.14.) | 25 |
| Die inelastische Streuung von Elektronen an Atome (2.1.) | 28 |
| Das M_{α} , NN-Augerspektrum von Krypton (3.1.) | 33 |
| Mangan | 39 |
| Anregung mit Synchrotronstrahlung (3.3.) | 40 |
| Anregung durch Elektronenstoß (3.4.) | 43 |
| Das gemessene Augerspektrum von Mangan (3.5.) | 47 |
| Das Augerspektrum von Chrom (3.6.) | 50 |
| Zusammenfassung | 58 |
| Literaturverzeichnis | 59 |

Einleitung

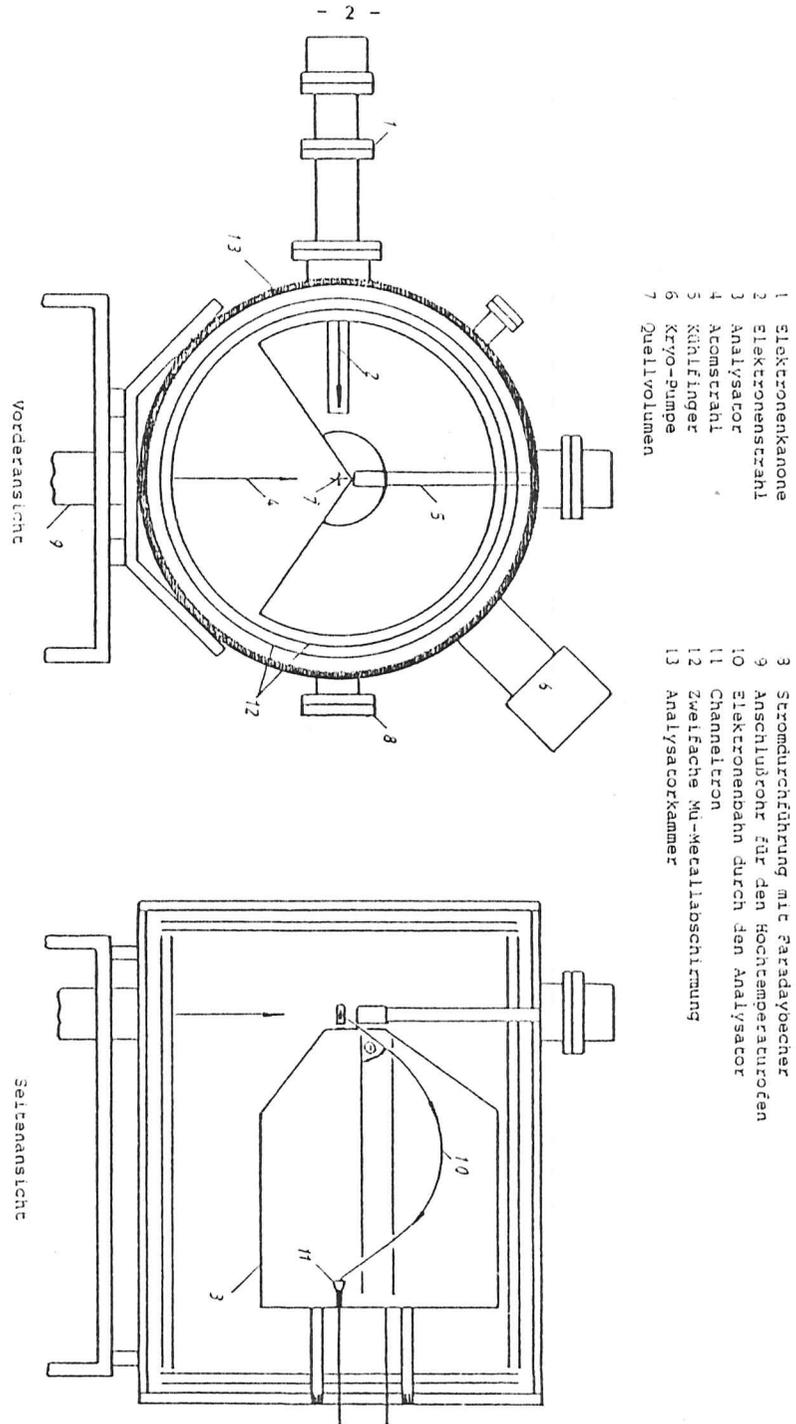
Um Photoemissionsspektroskopie mit Synchrotronstrahlung an freien Atomen der Übergangselemente und seltenen Erden zu betreiben, benötigt man Hochtemperaturöfen, die einen Atomstrahl mit einer Teilchendichte von ungefähr $10^{12} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^3}$ erzeugen.¹⁾ Die Entwicklung dieser Öfen ist schwierig, da die zu untersuchenden Substanzen im dampfförmigen Zustand teilweise sehr aggressiv sind und gut kolli-mierte Atomstrahlen nur durch düsenartige Querschnitte erzeugt werden. Bis zum einwandfreien Betrieb eines Ofens bedarf es mehrerer Testmessungen. Damit diese Messungen außerhalb der Meßzeit mit Synchrotronstrahlung durchführbar sind, war der Aufbau einer Elektronenkanone sinnvoll.

Neben diesen Testmessungen können zusätzlich außerhalb der Meßzeit Augerspektren aufgenommen werden. Ein wesentlicher Unterschied zwischen der Anregung mit Synchrotronstrahlung und der Anregung durch Elektronenstoß besteht darin, daß bei kleinen Elektronenenergien optisch verbotene Übergänge auftreten können. Mit zunehmender Elektronenenergie fallen die Wirkungsquerschnitte für optisch erlaubte Übergänge langsamer als für optisch verbotene Übergänge, so daß bei hohen Elektronenenergien die optisch verbotenen Übergänge an Einfluß verlieren.

In den Augerspektren sind wichtige physikalische Informationen enthalten. Die in ihnen beobachteten Satellitenlinien entstehen durch shake-up - bzw. durch shake-off Prozesse. Durch die zwischen den Elektronen auftretenden Wechselwirkungen besteht die Möglichkeit, daß das Augerelektron beim Verlassen des Atoms einen Teil seiner kin. Energie abgibt. Das Ion kann dann in einem angeregten Zustand zurückbleiben (shake-up) oder es kommt zu einer zweiten Ionisation (shake-off). Die Satellitenlinien finden wir bei kleineren kin. Energien, als die Linien des entsprechenden Überganges, bei dem das zurückbleibende Ion nicht angeregt wurde. Die Satellitenlinien geben Aufschluß über Korrelationseffekte und sind somit von Be-

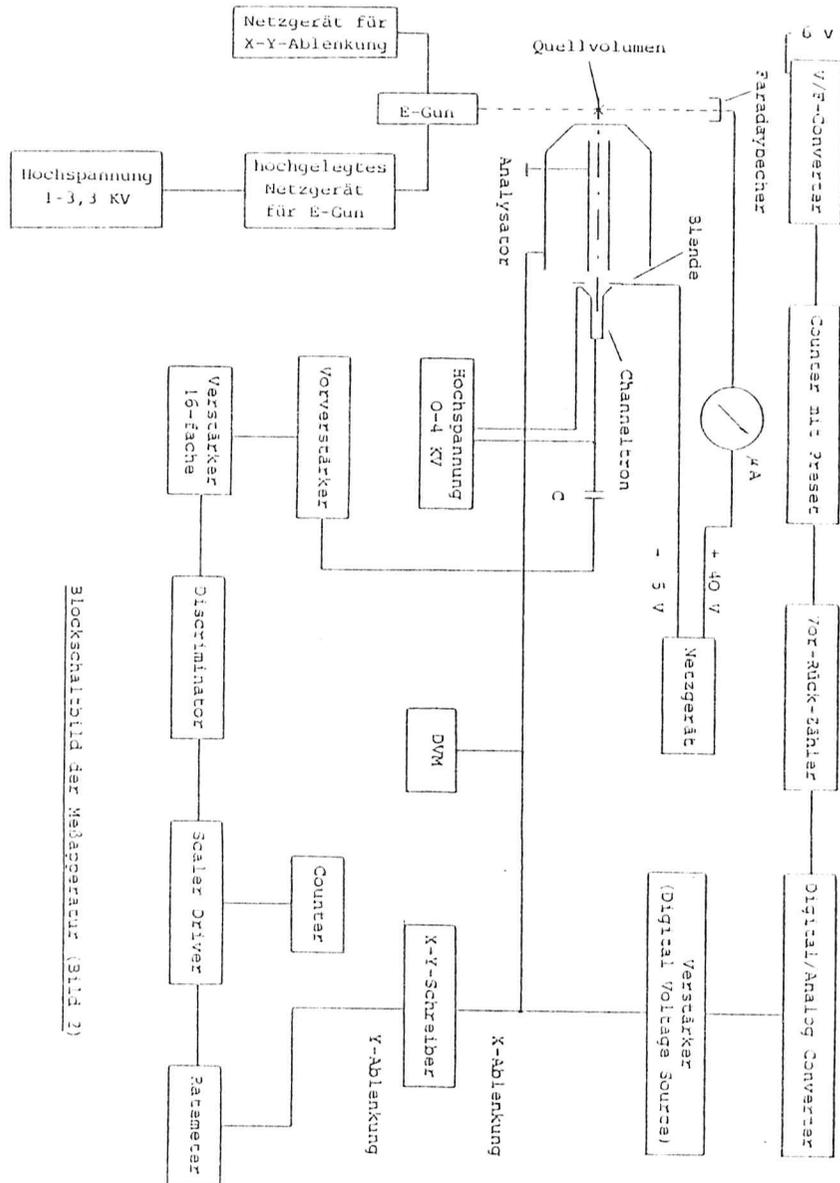
deutung für die Überprüfung von Theorien. Korrelationseffekte werden durch den Operator $H_{\text{corr}} = H - H_{\text{HFS}} = \sum_{i < j} \frac{e^2}{r_{ij}} - \sum_i V_i(r_i)$ beschrieben.²⁰⁾ Das durch ein Näherungsverfahren (z.B. Hartree-Fock-Slater (HFS) - Methode) erhaltene gemittelte Potential $V_i(r_i)$ soll den Einfluß aller anderen Elektronen auf das i-te Elektron beschreiben. Das i-te Elektron bewegt sich dann unabhängig von allen anderen unter dem Einfluß einer effektiven Ladung Z_{eff} . Die Korrelationseffekte sind solche, die durch das Näherungsverfahren nicht beschrieben werden.¹⁹⁾

Der erste Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau der Elektronenkanone und ihrer Funktionsweise sowie mit der Beschreibung der vorhandenen Meßapparatur. Im zweiten Teil werden die theoretischen Grundlagen der inelastischen Streuung von Elektronen an Atomen gebracht. Der dritte Teil enthält die gemessenen Augerspektren von Krypton, Mangan und Chrom sowie deren Deutung. Um nicht völlig die Verbindung zu den eigentlichen Messungen mit Synchrotronstrahlung zu verlieren, will ich versuchen, an gegebenen Stellen einen Vergleich dieser beiden Anregungsarten durchzuführen.



- 1 Elektronenkanone
- 2 Elektronenstrahl
- 3 Analysator
- 4 Acomstrahl
- 5 Kühlfinger
- 6 Kryo-pumpe
- 7 Quellvolumen
- 3 Stromdurchführung mit Faradayblech
- 9 Anschlußrohr für den Hochtemperaturofen
- 10 Elektronenbahn durch den Analysator
- 11 Channeltron
- 12 Zweifache μ -Metallschirmung
- 13 Analysekammer

BILD 1: Die Meßapparatur (Zeichnung nicht maßstabtreue)



Blockschaltbild der Meßapparatur (Bild 2)

Erster Teil

Beschreibung der Meßapparatur (1.1.)

Bild 1 stellt die Meßapparatur dar. Im Quellvolumen (7) kommt es im Kreuzungsbereich zwischen Atom- (4) und Elektronenstrahl (2) (bzw. Synchrotronstrahl) zur Wechselwirkung. Nachdem die Atome das Quellvolumen passiert haben, werden sie auf einem durch flüssigen Stickstoff gekühlten Kühlfinger (5) aufgefroren. Ein Teil der aus den Atomen durch Elektronenstoß herausgeschlagenen Elektronen und ein Teil der erzeugten Augerelektronen gelangen aus dem Quellvolumen in den Energieanalysator (3), der ein Auflösungsvermögen $\frac{\Delta E}{E} = 0,008$ besitzt. Die ihn durchlaufenden Elektronen (10) werden nach ihrer kin. Energie analysiert, sofern diese kleiner als 131 eV ist. Diese obere Grenze ist durch die Spannungsquelle gegeben, die die Spannung zwischen den beiden Zylindern des Analysators erzeugt. Ihr Spannungsbereich erstreckt sich von - 100 V bis 0 V. Der relative Raumwinkel, unter dem die Eintrittsöffnung des Analysators vom Quellvolumen zu sehen ist, beträgt 0,8%. Das Quellvolumen hat einen Durchmesser von 3mm. Der in der Seitenansicht von Bild 1 eingezeichnete Winkel θ beträgt $54,7^\circ$, da in diesem Fall bei linear polarisierter Synchrotronstrahlung der winkelabhängige Teil des differentiellen Ionisationsquerschnittes $\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{\sigma_i}{4\pi} \{ 1 + \beta P_2(\cos\theta) \}$ wegfällt (σ_i = partieller Ionisationsquerschnitt, β = Asymmetrieparameter, θ = Winkel zwischen dem Vektor des elektrischen Feldes und der Richtung des emittierten Elektrons, $P_2(\cos 54,7^\circ) = 0$ Legendre Polynom)¹⁾ Nur unter diesem Winkel können Elektronen in den Analysator eintreten. Im Gegensatz hierzu gibt es um den Elektronenstrahl keine Winkelabhängigkeit des differentiellen Ionisationsquerschnittes. Liegt die Spannung U an den beiden Zylindern des Analysators, so können lediglich Elektronen mit einer kin. Energie $(E \pm \frac{\Delta E}{2})$, die sich durch Gleichung $E = 1,31 U$ ergibt, in das Channeltron gelangen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Channeltrons beträgt mehr als 0,5 bei Elektronen mit einer kin. Energie von 50 eV.²⁾ Das in das Channeltron eintretende Elektron löst Sekundärelektronen aus, wodurch ein verstärkter Ausgangsimpuls zustande kommt. Der Verstärkungsfaktor = Ladung des Ausgangsimpulses / e ist unabhängig von der Zahl der pro Sekunde in das Channeltron gelangenden Elektronen, solange

diese kleiner als $10^4/s$ ist. Über den Kondensator C (Bild 2) wird der Ausgangsimpuls des Channeltrons von der Hochspannung getrennt. Die Hochspannung (2 KV) erzeugt ein elektrisches Feld im Channeltron, in dem die eintretenden Elektronen beschleunigt werden, um Sekundärelektronen zu erzeugen. Über den Vorverstärker und den Verstärker mit 16-facher Verstärkung gelangt der Ausgangsimpuls zu dem Discriminator. Der Discriminator löst nur dann einen Rechteckimpuls aus, wenn der Eingangsimpuls am Discriminator einen bestimmten Schwellenwert überschritten hat. Der Scaler Driver erzeugt aus dem Rechteckimpuls des Discriminators Impulse, die von dem Counter und vom Ratemeter akzeptiert werden. Der Counter zählt die Eingangsimpulse, während das Ratemeter die Impulse zeitlich mittelt. Das Ratemeter übernimmt die Steuerung der γ -Ablenkung eines (x,y)-Schreibers und gestattet ein direktes Ablesen der Zählrate.

Der V/F-Converter in Bild 2 erzeugt aus der an ihm anliegenden Spannung 6 V eine Frequenz von 6 KHz und gibt sie auf den Counter, der die Schwingungen zählt. Der Counter zählt bis zu der am Preset eingestellten Zahl und gibt dann einen Impuls auf den Vor-Rück-Zähler, der einen Schritt weiter- oder zurückzählt. Am Ausgang des Vor-Rück-Zählers liegt eine BCN-Zahl vor, die im Digital/Analog Converter in eine Spannung umgewandelt wird. Ihr Bereich erstreckt sich von 0 V bis 10 V. Der Verstärker (Digital Voltage Source) verstärkt diese Spannung um den Faktor (-10) und gibt sie auf den äußeren Zylinder des Analysators. Die Spannung an dem äußeren Zylinder erniedrigt oder erhöht sich jeweils, nachdem der Counter die am Preset eingestellte Zahl erreicht hat, um 10 mV. Gleichzeitig steuert diese Spannung die x-Ablenkung des (x,y)-Schreibers. Der innere Zylinder des Analysators liegt auf Erdpotential. Das Digitalvoltmeter (DVM) zeigt die Spannung zwischen den beiden Zylindern des Analysators an.

Ein bereits vorhandener Hochtemperaturofen erzeugte bei meinen Messungen den Atomstrahl. Die Temperatur der zu untersuchenden Substanz muß so hoch sein, daß ihr Dampfdruck $p \approx 5 \cdot 10^{-4}$ Pa beträgt.

Diese Temperatur läßt sich aus vorhandenen Dampfdrucktabellen entnehmen. Während der Messung liegt die Probe in einem Tiegel aus Aluminium-Oxid auf dem eine Lavaldüse aus Niob sitzt, die einen kollimierten Atomstrahl erzeugt. Die Temperatur der Probe wird während der Messung mit einem Thermoelement überwacht, das sich unter dem Tiegel befindet.

Eine Turbomolekularpumpe und eine Kryo-Pumpe erzeugen das Vakuum in der Kammer. Bei der Aufnahme der Augerspektren lag der Druck in der Kammer zwischen 10^{-5} Pa bis 10^{-4} Pa.

Die zweifache Mü-Metallabschirmung verhindert das Eindringen von äußeren Magnetfeldern (Bild 1). Das in ihr vorhandene Restmagnetfeld wurde zu ungefähr 0,02 Gauß bestimmt.¹⁾

Beschreibung der Elektronenkanone

Strahlenerzeugungs- und Ablensystem (1.2.)

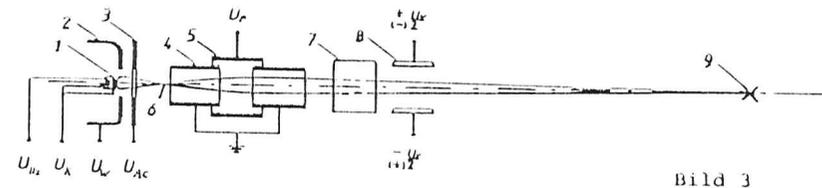


Bild 3

Die Skizze ist nicht maßstabsgerecht.

Strahlenerzeugungssystem

- 1) Kathode mit indirekter Heizung
- 2) Wehneltzylinder
- 3) Erste Beschleunigungselektrode
- 4) Anode (auf Erdpotential gelegt)
- 5) Fokussierungselektrode
- 6) Cross-over

Alle am Strahlenerzeugungssystem anliegenden Spannungen beziehen sich auf die Kathode!

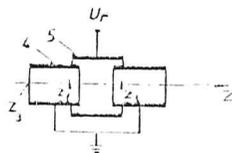
- U_k : Kathodenspannung (-1,5 KV bis -3,3 KV)
- U_{Hz} : Heizspannung (+ 11 V)
- U_w : Wehneltspannung (0 V bis -24 V)
- U_{H_1} : Erste Beschleunigungsspannung (0 V bis + 100 V)
- U_f : Fokussierungsspannung (+ 100 V bis + 200 V)

Ablensystem

- 7) Ablenkplatten für die x-Richtung
 - 8) Ablenkplatten für die y-Richtung
 - u_x : x-Ablenkspannung (-200 V bis + 200 V), nicht eingezeichnet
 - u_y : y-Ablenkspannung (-200 V bis + 200 V)
- 9) Quellvolumen in der Analysatorkammer (Bild 1)

Das Strahlenerzeugungssystem (1.3.)

Der Elektronenstrahl wird mit einem Strahlenerzeugungssystem (Bild 3) aus einer Fernsehrohrleuchte der Firma Valvo (Typ A44-510W) erzeugt. Alle an ihm anliegenden Spannungen beziehen sich auf die Kathode! Damit die Analysatorkammer feldfrei bleibt, ist die Kathode auf eine negative Hochspannung U_k und die Anode auf Erdpotential gelegt. Die Kathodenspannung U_k läßt sich in einem Bereich zwischen -1,5 KV bis - 3,3 KV einstellen und wir erhalten Elektronen mit einer kin. Energie von 1,5 KeV bis 3,3 KeV. In diesem Energiebereich gilt die Dipolnäherung (siehe 2.1.). Das Strahlenerzeugungssystem besteht aus zwei elektrischen Linsen, die sich aus folgenden Elektroden zusammensetzen: Erste Linse: Kathode (1), Wehneltzylinder (2) und erste Beschleunigungselektrode (3). Zweite Linse = Fokussierungslinse: Anode (4) und Fokussierungselektrode (5). Zunächst gehe ich auf die Abbildung mit elektrischen Linsen ein und erkläre anschließend das Zusammenwirken der beiden Linsen.



Fokussierungslinse
Bild 4

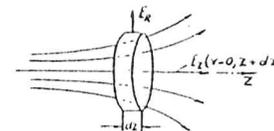
Abbildung mit elektrischen Linsen (1.4.)

Bild 4) stellt die Fokussierungslinse des Strahlenerzeugungssystems dar. Es handelt sich um eine symmetrische Linse, da sich die kin. Energie der Elektronen nach dem Durchlaufen der Linse nicht geändert hat. Die Anode (4) liegt auf Erdpotential und die Fokussierungselektrode (5) besitzt gegenüber der Anode eine negative Hochspannung. Die Rotationssymmetrie der Linse legt es nahe, für die weiteren Betrachtungen Zylinderkoordinaten einzuführen. Um die Ablenkung zu beschreiben, die ein Elektron beim Durchlaufen der elektrischen Linse erfährt, wenden wir den Gaußschen Satz auf ein zylindrisches Volumenelement längst der z-Achse an.³⁾ Der Einfluß der Elektronenladung auf das elektrische Feld in der Linse ist in dieser Rechnung nicht berücksichtigt. Gaußscher Satz: $\oint \vec{E} \cdot d\vec{f} = 0$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{f} = 2\pi R dz E_R(z) + 2\pi \int_{r=0}^R \{ E_z(r, z+dz) - E_z(r, z) \} r dr = 0$$

$$E_z(r, z+dz) - E_z(r, z) = \frac{\partial E_z(r, z)}{\partial z} dz$$

$$E_R(z) = - \frac{1}{R} \int_{r=0}^R \frac{\partial E_z(r, z)}{\partial z} r dr$$



zylindrisches Volumenelement mit Radius R längst der z-Achse

Bei Beschränkung auf achsennahe Strahlen kann man das Potential $P(r, z)$ in eine Reihe nach steigenden Potenzen von r entwickeln: $P(r, z) = - \phi_0(z) + \phi_2(z) r^2 + \dots$. Die z-Komponente der elektrischen Feldstärke \vec{E} läßt sich hiermit ausdrücken:

$$E_z(r, z) = - \frac{\partial P(r, z)}{\partial z} = - \frac{d\phi_0(z)}{dz} - \frac{d\phi_2(z)}{dz} r^2 - \dots$$

In erster Näherung gilt: $E_R(z) = \frac{1}{2} \frac{d^2 \phi_2(z)}{dz^2} R$

Das Elektron spürt eine radiale Kraft, die proportional zu seinem Achsenabstand R ist: $K_R \sim R$. Der hierdurch verursachte Ablenkungswinkel λ ist ebenfalls proportional zu R: $\lambda \sim R$. Zu zeigen ist noch,

daß die Entwicklung von $\psi(r, z)$ nur gerade Potenzen von r enthält. Angenommen es gilt: $\psi(r, z) = H_0(z) + H_1(z)r + H_2(z)r^2 + H_3(z)r^3 + \dots$

so ist einerseits $E_R(z) = -\left(\frac{\partial \psi(r, z)}{\partial r}\right)_{r=R} = -H_1(z) - 2H_2(z)R - 3H_3(z)R^2 \dots$

und andererseits $E_R(z) = -\frac{1}{R} \int_0^R \frac{\partial E_z(r, z)}{\partial z} r dr = \frac{1}{2} \frac{d^2 H_0(z)}{dz^2} R + \frac{1}{3} \frac{d^4 H_1(z)}{dz^4} R^3 + \frac{1}{4} \frac{d^6 H_2(z)}{dz^6} R^5 + \dots$

Durch Koeffizientenvergleich erhält man: $H_1(z) = 0$ für alle $z \rightarrow \frac{d^2 H_0(z)}{dz^2} = 0$ für alle $z \rightarrow H_2(z) = 0$ für alle z usw.

Alle Koeffizienten $H_i(z)$ mit ungeradem i müssen identisch 0 sein, damit der Gaußsche Satz erfüllt wird.

Die Definition der Gaußschen Abbildung lautet: Strahlen, die von einem Punkt ausgehen, werden wieder in einem Punkt vereinigt und verschiedene Punkte eines ausgedehnten ebenen Gegenstandes werden so in einer Ebene abgebildet, daß das Bild dem Gegenstand geometrisch ähnlich ist.

Es läßt sich beweisen, daß eine Gaußsche Abbildung dann eintritt, wenn die Ablenkwinkel achsennaher Strahlen proportional zum Achsenabstand von der optischen Achse sind.

Da elektrische Linsen für achsennahe Strahlen die geforderte Proportionalität zwischen dem Ablenkwinkel θ und dem Achsenabstand R aufweisen, eignen sie sich zur Erzeugung von Abbildungen. Für die links- und rechtsseitige Brennweite einer elektrischen Linse lassen sich zwei Formeln angeben.⁴⁾

$$\frac{1}{f_1} = -\frac{1}{8\sqrt{U_1}} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{dH_0(z)}{dz}\right)^2 (H_0(z))^{-3/2} dz \quad \frac{1}{f_2} = \frac{1}{8\sqrt{U_2}} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{dH_0(z)}{dz}\right)^2 (H_0(z))^{-3/2} dz$$

Die Grenzen des Linsenbereiches werden durch z_1 und z_2 dargestellt. Bei der symmetrischen Fokussierungslinse sind die Potentiale U_1 und U_2 an den äußeren Elektroden gleich: $U_1 = U_2$. z_3 legt in Bild 4 den Anfang der Fokussierungslinse fest. Für $z_3 = z = z_1$ und $z = z_2$ ist

$$H_0(z) = U_1 = \text{const.}$$

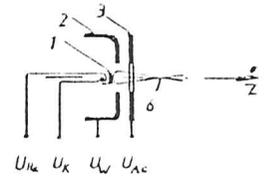
Weiterhin erhalten wir die Beziehung $E_r = -E_z$. Ihre Brennweite f läßt sich mit der Fokussierungsspannung U_p ändern.

In Bild 5 ist die erste Linse dargestellt. Sie besteht aus der Kathode (1), dem Wehneltzylinder (2) und der ersten Beschleunigungselektrode (3). Es handelt sich um eine Immersionslinse, da $U_k \neq U_k$ ist. Sie fokussiert die von der Kathode emittierten Elektronen im cross-over (6), einem kleinen Kreis auf der z -Achse. Rechts vom cross-over erscheint wie im optischen Fall das Bild der Kathode. Die Lage des cross-over ist nicht allein durch diese Linse bestimmt. Bei nicht eingeschalteter Beschleunigungsspannung $U_k = 0$ V möge der cross-over bei $z = z_0$ liegen. Schalten wir die Beschleunigungsspannung ein ($U_k \neq 0$ V), so werden die Elektronen nach Passieren der ersten Beschleunigungselektrode (3) im elektrischen Feld zwischen ihr und der Anode (4) (Bild 3) beschleunigt und die Lage des cross-overs verschiebt sich nach $z_k > z_0$.

Unmittelbar hinter der Kathode sind die Bedingungen für eine Gaußsche Abbildung nicht erfüllt, da auch Elektronen unter großen Winkeln zur z -Achse emittiert werden. Betrachten wir ein Elektron mit einer radialen Geschwindigkeitskomponente $v_r(z=0)$, so wächst unter dem Einfluß des elektrischen Feldes seine Geschwindigkeitskomponente v_z . Nach einer kurzen Wegstrecke ist $v_z(z) \gg v_r(z=0)$. Ein derartiges Elektron bewegt sich dann ebenfalls auf einer achsennahen Bahn mit kleinem Winkel bzgl. der z -Achse.

Das Zusammenwirken der beiden Linsen (1.5.)

Die erste Linse fokussiert die Elektronen im cross-over und die zweite Linse bildet den cross-over im Quellvolumen ab. In diesem Fall besitzt der Elektronenstrahl im Quellvolumen seinen kleinsten Durchmesser. Mit einem Fluoreszenzschirm aus Natriumsalizilat konnte der Elektronenstrahl am Quellvolumen beobachtet werden. Durch Variation der Fokussierungsspannung ließ sich ein Elektronenstrahl von 2-3 mm Durchmesser einstellen, der das Quellvolumen voll ausleuchtete. Die Entfernung zwischen Quellvolumen und Strahlensystem (Anode) beträgt 300 mm.



erste Linse
Bild 5

Weitere Bemerkungen zur ersten Linse (1.6.)

Der Wehneltzylinder befindet sich kurz vor der Kathode. Seine geometrische Öffnung legt im Fall $U_w = 0 \text{ V}$ die zum Elektronenstrahl beitragende Fläche der Kathode fest. Liegt am Wehneltzylinder eine negative Spannung bzgl. der Kathode, so können die von den Rangelieten der Kathode emittierten Elektronen den Potentialwall nicht mehr überschreiten. Nur der kreisförmige Teil der Kathode mit dem Durchmesser d_c (Bild 6) trägt zum Elektronenstrom bei. Bei weiterem Absenken der Wehneltspannung wird die zum Elektronenstrom beitragende Fläche immer kleiner, bis schließlich der Elektronenstrom zu Null wird. Diesen Effekt benutzt man zur Regelung des Elektronenstromes.

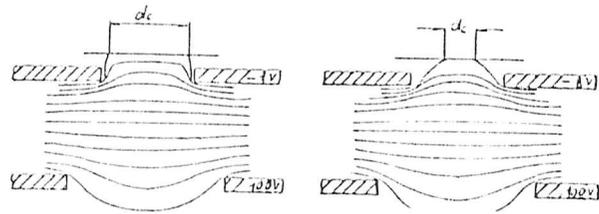
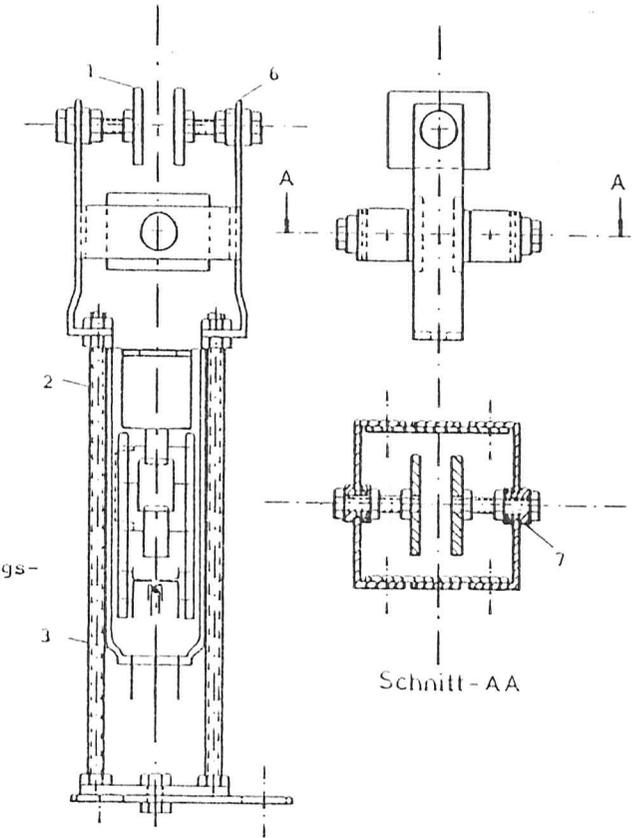


Bild 6: Einfluß der Wehneltspannung auf den zum Elektronenstrom beitragenden Teil der Kathode.
Skizze nicht maßstabsgerecht.

Bild 7: Strahlenerzeugungs- und Ablensystem.

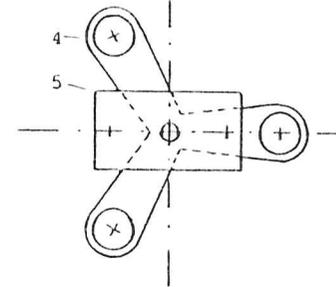
Maßstab 1:1

Das Strahlenerzeugungssystem ist an den zwei Gewindestangen mit zwei nicht eingezeichneten Blechschellen befestigt.



- 1 Ablenkplatte
- 2 M3 Gewinde
- 3 Strahlenerzeugungssystem
- 4 Halterung
- 5 Grundplatte
- 6 Halterungsblech für die Ablenkplatte
- 7 Keramikring

Bild 7

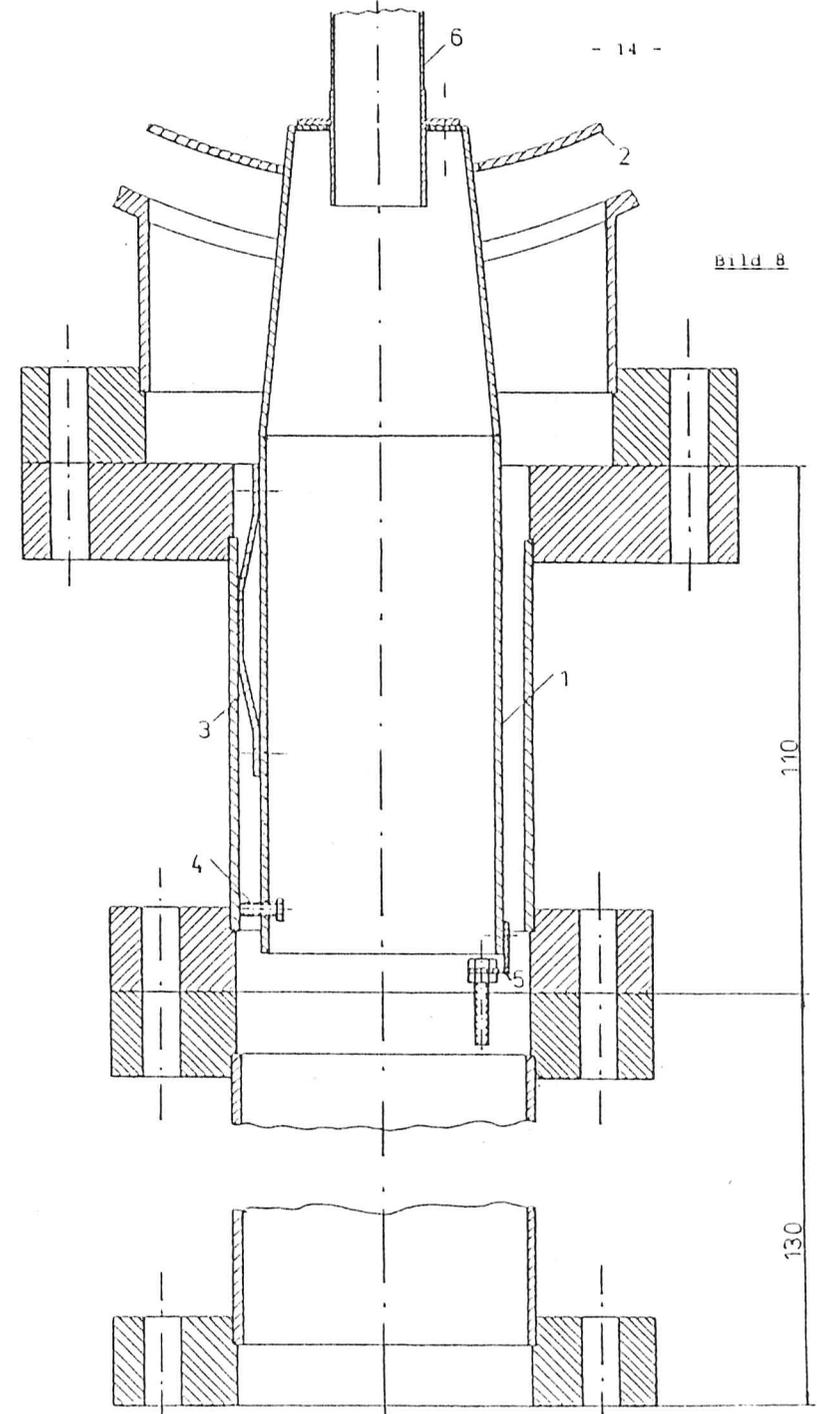


Das Gehäuse der Elektronenkanone (1.7.)

In Bild 8 sehen wir das Gehäuse der Elektronenkanone und den Anschluß an die Analysatorkammer. Das Gehäuse besteht aus zwei Rohren \varnothing 63 mm (V-2A-Stahl) die mit den entsprechenden Flanschen versehen sind. In dem 110 mm langen Rohr steckt die Mü-Metallabschirmung (1), die bis zur Mü-Metallabschirmung der Analysatorkammer (2) reicht. Drei um 120° versetzte Blattfedern (3) aus Federbronze halten die Mü-Metallabschirmung. Mit den drei Schrauben (4), die ebenfalls um 120° versetzt sind, ist eine Justierung der Mü-Metallabschirmung relativ zum Rohr möglich. Auf die an den drei Winkeln (5) (Um 120° versetzt) befestigten Gewindeenden wird die Halterung des Strahlensystems (siehe Bild 7) geschoben und mit Hilfe von Unterlegscheiben und Muttern festgesetzt. Durch Verstellen dieser Muttern variiert man die Lage des Strahlensystems solange, bis die Kathode, die Mitte des Quellvolumens und die Mitte des Faradaybechers auf einer Achse liegen. Vor der Justierung ist die Stromdurchführung mit dem Faradaybecher (8) Bild 1 zu entfernen. Von hier beobachtet man bei der Justierung die Kathode durch das Quellvolumen. Die Schrauben, auf denen die Ablenkplatten sitzen (Bild 7) dürfen keinen Kontakt mit der Mü-Metallabschirmung bekommen. Dies läßt sich mit einem Ohmmeter nachprüfen. An der Mü-Metallabschirmung ist ein 128 mm langes Cu-Rohr (6) befestigt. Es endet vor dem Analysator (siehe Bild 1) und soll verhindern, daß Elektronen durch das Restgas aus dem Elektronenstrahl in die Analysatorkammer gestreut werden. Der zweite Teil des Gehäuses besteht aus dem 130 mm langen Rohr (Bild 8). Es dient zur Aufnahme der 11-poligen Stromdurchführung (nicht eingezeichnet) und der Leitungen (Kupferdraht mit Teflon beschichtet). Das Gehäuse wurde aus V-2A-Stahl angefertigt, da dieser Werkstoff nicht magnetisch ist.

Bild 8: Gehäuse der Elektronenkanone mit Anschluß an die Analysatorkammer.

Maßstab: 1:1



Das Ablensystem (1.8.)

Die beim Einbau erfolgte Justierung ist zu ungenau, um ein sicheres Treffen des Quellvolumens mit dem Elektronenstrahl zu gewährleisten. Über ein elektrisches Ablensystem (Bild 3) kann der Elektronenstrahl in das Quellvolumen gelenkt werden. In dem elektrischen Feld zwischen den Ablenklplatten bewegen sich die Elektronen auf Parabeln (Bild 9): $y = -\frac{u_y}{4u_k} z^2$ ($u_y = y$ -Ablenkspannung).⁵⁾ Nach dem Verlassen des elektrischen Feldes $L = 15 \text{ mm}$ ist der $\tan \beta = \left(\frac{dy}{dz}\right)_{z=L} = \frac{u_y L}{2u_k}$, $d = 6 \text{ mm}$. Unter dem Winkel β laufen die Elektronen geradlinig weiter, bis sie das Quellvolumen erreichen. Die Ablenkung $(y)_{z=z_1}$ berechnet sich nach der genäherten Formel $(y)_{z=z_1} = \frac{u_y L}{2u_k} z_1$, $z_1 \gg L$ mit $z_1 = 300 \text{ mm}$. Bei sorgfältiger Justierung benötigt man Ablenkspannungen kleiner als 50 V. Um auch in den Randgebieten möglichst symmetrische Felder zu erhalten, sind die Ablenkspannungen so zu wählen, daß in der Mitte zwischen den Ablenklplatten stets das Potential $\bar{v} = 0 \text{ V}$ herrscht. Diese Bedingung wird mit der Schaltung in Bild 12 erreicht.

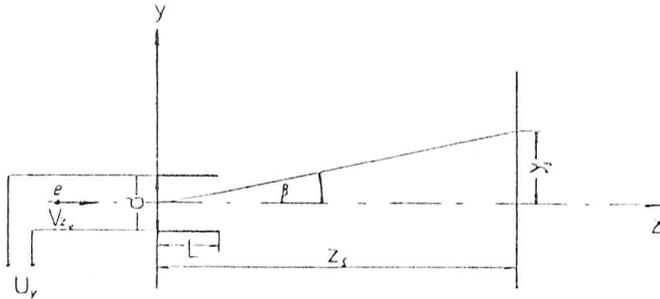
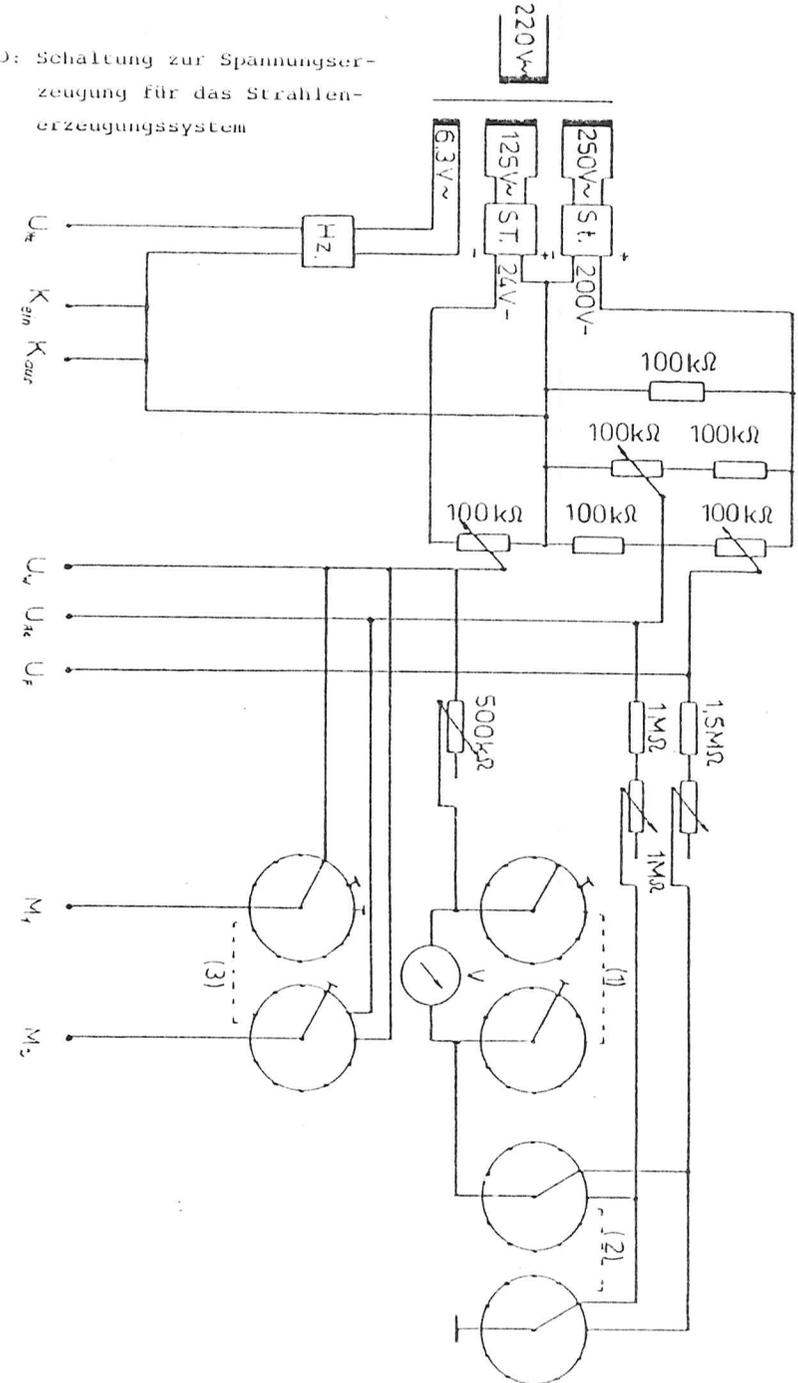


Bild 9: Ablenkung des Elektronenstrahles durch das elektrische Feld zwischen den Ablenklplatten.

Spannungserzeugung für das Strahlensystem (1.9.)

Ein Hochspannungsgerät der Firma Oltronix liefert die negative Kathodenspannung = Beschleunigungsspannung = U_k . Sie läßt sich im Bereich von 1,5 KV bis 3,3 KV variieren. An den Eingang K_{em} des Netzgerätes (Bild 10) wird die Spannung U_k gelegt (siehe auch Bild 2). Das Netzgerät ist von der Außenwelt durch ein Plexiglasgehäuse isoliert und erzeugt die auf U_k bezogenen Spannungen U_{Wk} , U_w , U_{Rk} , U_F . Über einen hochspannungsfesten Transformator

Bild 10: Schaltung zur Spannungserzeugung für das Strahlensystem

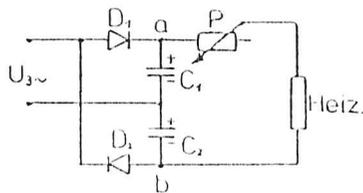


(4 KV-Isolierung zwischen Primärseite und Sekundärseite) erfolgt die Stromversorgung des Netzgerätes. Der Transformator besitzt folgende Wicklungen:

- Primärseite : $U_1 = 250 \text{ V}$, zur Erzeugung von U_F und U_{Kc}
- Sekundärseite : $U_2 = 125 \text{ V}$, zur Erzeugung von U_w
- : $U_3 = 6,3 \text{ V}$, für die Kathodenheizung.

Die noch zu beschreibenden Schaltungen St. und St. in Bild 10 stellen aus den Wechselspannungen U_{F_1} und U_{F_2} die stabilisierten Gleichspannungen $U_{F_1} = 200 \text{ V}$ und $U_{F_2} = 24 \text{ V}$ her. Diese beiden Spannungen sind so geschaltet, daß U_{F_2} negativ und U_{F_1} positiv gegenüber der Kathode ist. Über die Spannungsteiler lassen sich folgende Spannungen abgreifen. $U_w = 0 \text{ V}$ bis -24 V , $U_F = +100 \text{ V}$ bis $+200 \text{ V}$, $U_{Kc} = 0 \text{ V}$ bis $+100 \text{ V}$. Die Schaltung St. ist für einen Ausgangsstrom von 4 mA ausgelegt. Damit die in ihr befindlichen Zehnerdioden nicht überlastet werden, ist parallel zu ihr noch ein $100 \text{ k}\Omega$ Widerstand geschaltet. Über die 2-Ebenen-Schalter (1) und (2) lassen sich die Spannungen einzeln an das im Netzgerät befindliche Voltmeter legen. Das Meßgerät zieht bei Vollausschlag einen Strom $I_M = 100 \mu\text{A}$. Damit die Spannungsmessung keinen Einfluß auf die Spannungen U_w , U_{Kc} und U_F hat, werden die Vorwiderstände beim Umschalten nicht aus dem Stromkreis entfernt. Über den 2-Ebenen-Schalter (3) kann man die einzelnen Spannungen für Testmessungen an zwei extra Buchsen M_1 und M_2 führen. Das Netzgerät ist auf der Primärseite durch eine nicht eingezeichnete 300 mA Sicherung abgesichert. Das Strahlensystem benötigt eine Heizspannung von $U_{Hz} = +11 \text{ V}$. Diese wird aus der Spannung $U_3 = 6,3 \text{ V}$ mit der Schaltung Hz. (Bild 10 und Bild 11) folgendermaßen gewonnen: 6)

Bild 11: Schaltung zur Erzeugung der Heizspannung U_{Hz} aus der Wechselspannung U_3 .



Während der positiven Halbperiode lädt sich $C_1 = 1000 \mu\text{F}$ über die Diode D_1 auf und D_2 ist gesperrt. In der negativen Halbperiode sperrt D_1 und D_2 lädt $C_2 = 1000 \mu\text{F}$ auf. Im unbelasteten Zustand liegt zwischen den Punkten a und b die Spannung $2 \hat{U}_3$. Mit dem Potentiometer P wird der Heizstrom auf 140 mA eingestellt. In der Zeit, wo D_1 sperrt, übernimmt C_1 die Stromversorgung und Entsprechendes gilt für D_2 und C_2 . Um eine Leitung zu sparen, wird der Heizstrom über die Kathodenleitung (K_{out}) zum Strahlenerzeugungssystem geführt (Bild 10).

Spannungserzeugung für das Ablensystem (Bild 12) (1. 10.)

Der Transformator des Netzgerätes besitzt folgende Wicklungen: Primärseite 220 V Wechselspannung, Sekundärseite $4 \times 250 \text{ V}$ Wechselspannung. Die y -Ablenkung benötigt $2 \times 250 \text{ V}$. Zwei Schaltungen St. erzeugen aus den 250 V Wechselspannungen stabilisierte Gleichspannungen von 200 V . Diese Gleichspannungen werden in Reihe geschaltet. Durch Verstellen des Potentiometers kann zwischen den Punkten a und b jede Spannung aus dem Bereich -200 V bis $+200 \text{ V}$ eingestellt werden. Die Potentiometer c und d sind einerseits so abzugleichen, daß $|U_{be}| = |U_{ce}|$ ist. Andererseits ist der Abgleich so vorzunehmen, daß bei $|U_{be}| = 200 \text{ V}$ das Meßgerät V auf Vollausschlag steht. Dieser Abgleich ist etwas mühsam aber möglich. Der Brückengleichrichter $G1$ sorgt für die richtige Polung des Meßgerätes V . An den Dioden des Brückengleichrichters $G1$ fällt eine Spannung von ungefähr $2 \times 0,8 \text{ V}$ ab. Die hierdurch eintretende Verfälschung der angezeigten Spannung ist nicht störend, da man lediglich ihre Größenordnung wissen will. Mit dem Schalter F läßt sich das Meßinstrument V in den Stromkreis für die x -Ablenkung schalten. Der Schalter g führt entweder u_x oder u_y für Testmessungen an zwei extra Buchsen. Die Primärseite des Netzgerätes ist durch eine nicht eingezeichnete 300 mA Sicherung abgesichert.

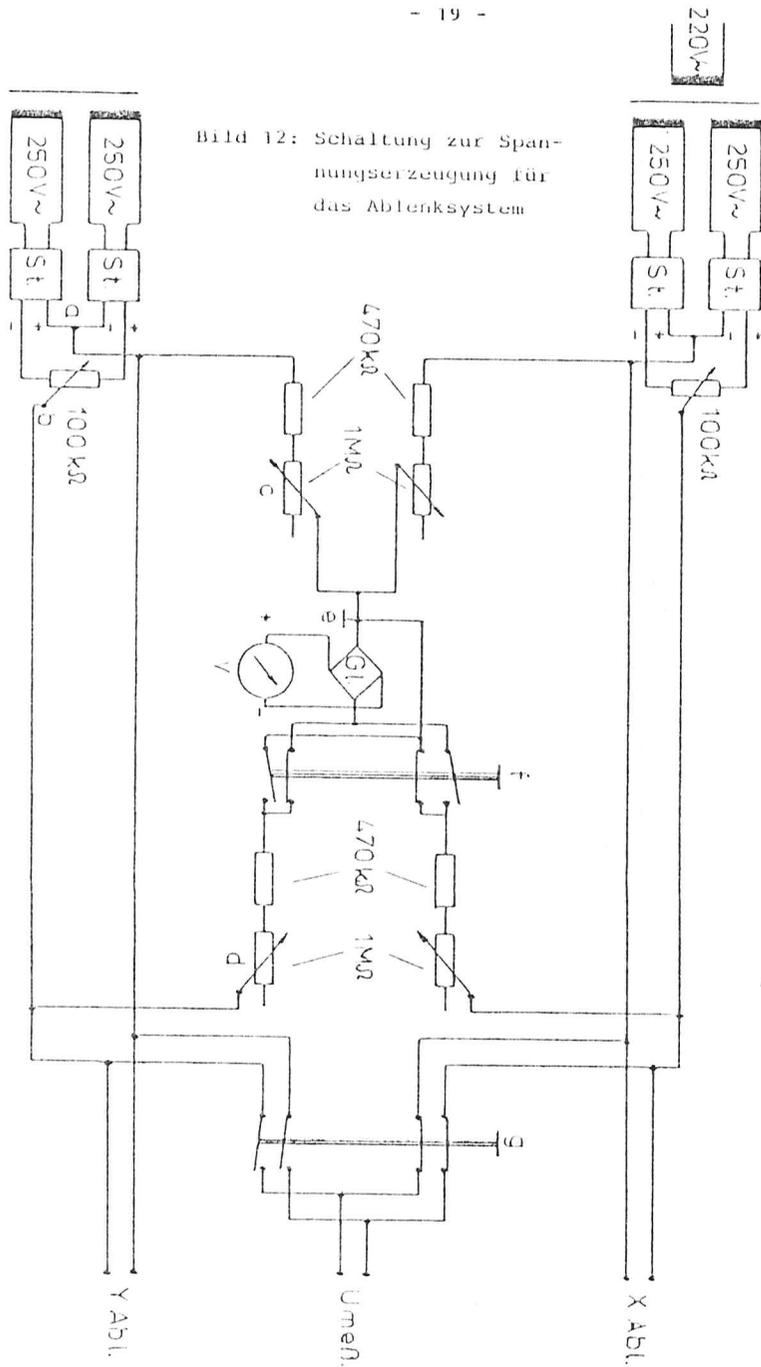


Bild 12: Schaltung zur Spannungserzeugung für das Ablensystem

Die Stabilisierungsschaltung St. (Bild 13) (1.11.)

(Siehe auch Bild 10,12)

Ohne den Kondensator $C = 47\mu F$ hat die Gleichspannung U_{ab} einen zeitlichen Verlauf wie in Bild a. Der Kondensator C glättet die Gleichspannung und wir erhalten den zeitlichen Verlauf in Bild b. (Durch den sich während einer Periode ändernden Zehnerstrom I_z sind die wirklichen Spannungsverläufe komplizierter). Eine Vorstabilisierung übernehmen die 10 in Reihe geschalteten Zehnerdioden $Z-24 V$. Sie arbeiten in Sperrichtung und werden leitend, sobald die Spannung U_{ac} über $240 V$ steigt. Die Schaltung ist so ausgelegt, daß bei einem konstanten Verbraucherstrom von $4 mA$ der Zehnerstrom I_z im Arbeitspunkt $6 mA$ beträgt. Eine kleine Erhöhung der Spannung an den Z -Dioden verursacht einen großen Stromanstieg. Bei einem Netzspannungsanstieg erzeugt der schnell anwachsende Zehnerstrom I_z einen höheren

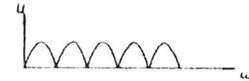


Bild a: Spannungsverlauf ohne Kondensator C

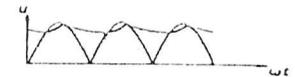
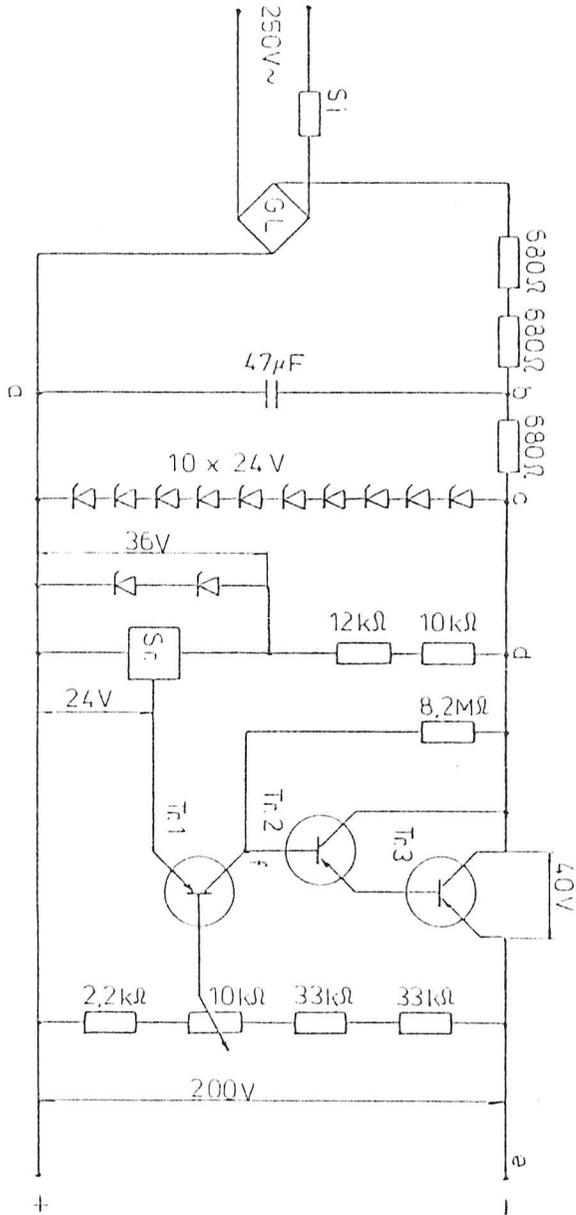


Bild b: Spannungsverlauf mit Kondensator C

Spannungsabfall an den Vorwiderständen $3 \times 680\Omega$. Der größte Teil der positiven Spannungsschwankung fällt somit an ihnen ab, während die Spannung U_{ac} sich nur wenig ändert. Die ersten beiden Vorwiderstände begrenzen außerdem den Einschaltstrom. In Zeiten, wo der Kondensator C die Stromversorgung übernimmt, soll der 3. Vorwiderstand in Verbindung mit dem Zehnerstrom I_z den Spannungsabfall kompensieren. In dem Stromzweig d ist parallel zu den zwei Z -Dioden ein Festspannungsregler geschaltet. Er wird mit $-36 V$ betrieben und erzeugt eine Referenzspannung $U = -24 V$ bezogen auf den Punkt a, die an den Emitter des PNP Transistor (MM 4003) Tr. 1 gelegt ist. Die Spannung U_{ce} von Tr. 1 ist mit dem $10K\Omega$ Potentiometer so einzustellen, daß über Tr. 3 (PNP Transistor MM 4003) eine Kollektor-Emitterspannung von

Bild 13: Schaltung zur Erzeugung einer stabilisierten Gleichspannung von $U = 200$ V.



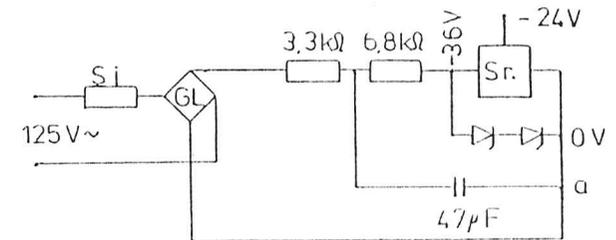
40 V abfällt. Ein Abfallen der Ausgangsspannung U_{ce} um ΔU_{ce} verkleinert die Basis-Emitterspannung U_{be} von Tr. 1 um den Betrag $p \cdot \Delta U_{ce}$ (p berechnet sich aus dem Spannungsteilerverhältnis). Tr. 1 wird hochohmiger, sein Kollektorstrom fällt und das Potential des Punktes f verschiebt sich in Richtung des Potentials am Punkt d, da der Spannungsabfall am $8,2M\Omega$ Widerstand abgenommen hat. Das hiermit verbundene Anwachsen der Basis-Emitterspannungen an den Transistoren Tr.2 (PNP Transistor MM 4003) und Tr.3 macht diese niederohmiger, so daß über Tr.3 eine kleinere Kollektor-Emitterspannung U_{ce} abfällt. Die Verkleinerung von U_{ce} um ΔU_{ce} erhöht somit die Ausgangsspannung um diesen Betrag. Insgesamt gilt: $\Delta U_{ce} - \Delta U_{be} \approx 0$. Um die stabilisierende Wirkung dieser Schaltung festzustellen, habe ich in zwei voneinander unabhängigen Messungen den zeitlichen Verlauf der Fokussierungsspannung und den der 1. Beschleunigungsspannung aufgenommen. Bild 14 zeigt, daß die zeitliche Schwankung der ersten Beschleunigungsspannung $\Delta U_{bc} \approx 0,1$ V und die zeitliche Schwankung der Fokussierungsspannung $\Delta U_f \approx 0,2$ V beträgt. Diese Spannungs Konstanz ist ausreichend für den stationären Betrieb der Elektronenkanone.⁸⁾

Die Stabilisierungsschaltung Sf. (Bild 15) (1.12.)

(Siehe auch Bild 10)

Mit den beiden Vorwiderständen, dem Kondensator und den zwei Zehnerdioden wird eine vorstabilisierte Gleichspannung von -36 V erzeugt. Mit ihr läßt sich der Spannungsregler Sr. betreiben, der eine stabilisierte Gleichspannung von -24 V liefert. Die beiden Spannungen beziehen sich auf den Punkt a.

Bild 15: Schaltung zur Erzeugung einer stabilisierten Gleichspannung von $U = -24$ V.



Die Messung (1.13.)

Nach dem Evakuieren der Analysatorkammer können Hochtemperaturofen und Elektronenkanone betrieben werden. Es ist vorteilhaft schon während des Hochheizens die Netzgeräte einzuschalten, damit diese sich stabilisieren können. Die Kondensatoren in den Netzgeräten laden sich beim Einschalten auf. Um die Belastung des Transformators möglichst klein zu halten, wird die Kathodenheizung erst an das laufende Netzgerät angeschlossen. Der Elektronenstrahl läuft von links durch das Quellvolumen und mündet auf der rechten Seite der Analysatorkammer im Faradaybecher (siehe Bild 1 und Bild 2). Es hat sich als günstig herausgestellt, den Faradaybecher auf $U_{F_{av}} = + 40$ V zu legen, damit auf der rechten Seite der Analysatorkammer vorhandene langsame Elektronen mit abgesogen werden. Bei Steigerung der Spannung $U_{F_{av}}$ von 0 V ausgehend läßt sich bis ungefähr $U_{F_{av}} = + 20$ V ein langsames Anwachsen des Elektronenstromes um etwa 20 % beobachten. Bei $U_{F_{av}} = + 20$ V ist die Sättigung erreicht. Ein Durchgreifen des elektrischen Feldes in das Quellvolumen ist nicht zu befürchten, da dieses bis auf eine Öffnung, durch die der Elektronenstrahl tritt, von Kupferflächen des Kühlfingers umgeben ist. Eine vor dem Channeltron befindliche Blende wird auf $- 5$ V gelegt (Bild 2). Diese soll verhindern, daß langsame Elektronen auf Umwegen in das Channeltron gelangen und den Untergrund erhöhen. Bei dem Justieren mit dem elektrischen Ablensystem und dem anschließenden Fokussieren ist es nicht möglich, den Elektronenstrahl auf einem Fluoreszenzschirm zu beobachten. Als Orientierung dient einem die Zählrate am Ratemeter. Man geht folgendermaßen vor: Einstellen der gewünschten Beschleunigungsspannung U_k . Bei vorhandenem Atomstrahl die Ablenspannungen solange variieren, bis das Amperemeter einen maximalen Elektronenstrom anzeigt. Den Elektronenstrom I_{el} mit der 1. Beschleunigungsspannung U_{H_1} und der Wehneltspannung U_w auf ungefähr $0,3 \mu$ A einstellen. Die Wehneltspannung sollte dabei im Bereich von $- 2$ V bis $- 4$ V liegen. Das Ratemeter auf den Bereich $10^4 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ schalten. Langsam die Hochspannung am Channeltron bis 2 KV steigern und dabei die Zählrate beobachten. Sollte diese über $10^4 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ gehen, ist die

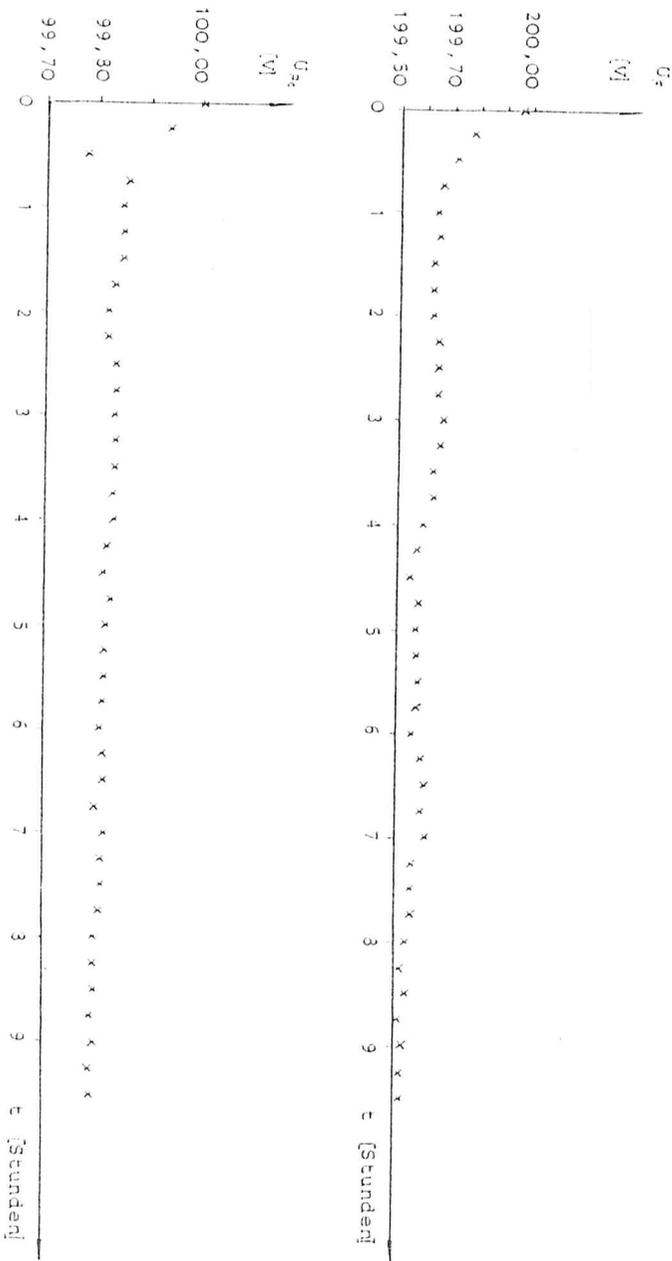


BILD 14: zeitliche Konstanz der Fokussierungs- und der ersten Beschleunigungsspannung.

Hochspannung am Channeltron zu verringern, bis die Zählrate einige Tausend beträgt. Durch Verstellen der Fokussierungsspannung und geringfügiges verändern der Ablenkspannungen wird die Zählrate auf ein Minimum eingestellt. Anschließend stellt man die Hochspannung am Channeltron auf 2 KV. Nun versucht man, das Verhältnis Linienhöhe/Untergrund durch variieren der Fokussierungsspannung und der Ablenkspannungen zu maximieren. Hierzu wird die Zählrate abwechselnd in einer Linie und in Gebieten, in denen keine Linien liegen, beobachtet. Bei den Manganmessungen konnte ich z.B. den Untergrund auf ungefähr $1200 \frac{\text{counts}}{\text{s}}$ senken. Der Elektronenstrom I_e betrug in diesem Fall $0,5 \mu\text{A}$. Das Verhältnis Peakhöhe zu Untergrund war 1,2 (siehe 3.2.). Zur Aufzeichnungsgeschwindigkeit der Spektren ist folgendes zu sagen: Für die Spektren von Mangan und Chrom hat es sich als günstig erwiesen den Preset auf 4200 zu setzen. Die Analysatorspannung wird somit alle 0,7 Sekunden um 10 mV erniedrigt (siehe Bild 2). Für die Aufnahme des Manganspektrums von 15 eV bis 50 eV beträgt die Meßzeit = 30 min. Die Zeitkonstante des Ratemeters betrug bei diesen Messungen 3 Sekunden. Sie gibt die Zeit an, über die das Ratemeter die eintreffenden Impulse mittelt.

Die Mü-Metallabschirmung (1.14.)

Um eine Ablenkung des Elektronenstrahles durch Magnetfelder zu verhindern, verläuft der Elektronenstrahl in einem abgeschirmten Raum. Die Abschirmung ist aus 1,5 mm dickem Mü-Metallblech hergestellt

(Bild a). Von Interesse ist der Schirmfaktor $F_{exp} = \frac{B_0}{B_i}$ (B_0 = magnetische Induktion ohne Abschirmung, B_i = magnetische Induktion mit Abschirmung). Mit einem Gaußmeter habe ich für B_0 und B_i folgende Werte bestimmt: $B_0 = 0,4$ Gauß und $B_i = 0,01$ Gauß.

Hiermit erhalten wir als exp.

Wert $F_{exp} = 40$. Da eine absolute Messung von B wegen der Festlegung des Nullpunktes am Gaußmeter schwierig war, legte ich den Nullpunkt

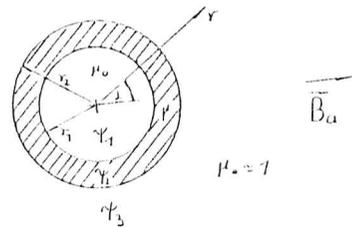


Bild a: Mü-Metallabschirmung

ungefähr in die Mitte der Skala und drehte bei der Messung die Hallsonde um 180° (um ihre Achse). Die am Gaußmeter abgelesene Änderung stellte den zweifachen Wert der magnetischen Induktion (2B) dar.

Theoretisch kann der Schirmfaktor F durch Lösen der Potentialgleichung $\Delta\Psi = 0$ (Ψ = skalares magnetisches Potential) ermittelt werden. 9)

Laplace-Operator in Zylinderkoordinaten: $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

Lösung der Potentialgleichung: $\Psi = (c_1 r + \frac{c_2}{r}) \cos \lambda z$

Für die 3 Bereiche gilt (Bild a):

Innenraum: $\Psi_1 = (c_{11} r + \frac{c_{12}}{r}) \cos \lambda z$

Zylinderwand: $\Psi_2 = (c_{21} r + \frac{c_{22}}{r}) \cos \lambda z$

Außenraum: $\Psi_3 = (c_{31} r + \frac{c_{32}}{r}) \cos \lambda z$

Diese Gleichungen müssen die Grenzbedingungen

$\frac{\partial \Psi_1}{\partial r} = \frac{\partial \Psi_2}{\partial r}$ und $\mu_0 \frac{\partial \Psi_2}{\partial r} = \mu \frac{\partial \Psi_1}{\partial r}$ für $r = r_1$

$\frac{\partial \Psi_2}{\partial r} = \frac{\partial \Psi_3}{\partial r}$ und $\mu \frac{\partial \Psi_2}{\partial r} = \mu_0 \frac{\partial \Psi_3}{\partial r}$ für $r = r_2$ erfüllen.

Damit im Innenraum $\Psi_1(r=0)$ endlich bleibt, muß $c_{12} = 0$ sein. Für $r \rightarrow \infty$ muß Ψ_3 dem magnetischen Potential eines homogenen Feldes entsprechen und man erhält für c_{31} : $c_{31} = B_0$. Mit diesen Bedingungen und der Beziehung $c_{11} = B_i$ ergibt sich für den Schirmfaktor F die Formel:

$F = \frac{B_0}{B_i} = \frac{(\mu + \mu_0)}{2 \mu_0} \left(1 - \frac{(\mu - \mu_0)}{2 \mu} \right) - \frac{(\mu - \mu_0)^2}{4 \mu \mu_0} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2$

$F \approx \frac{\mu}{4} \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{r_1^2} \right)$ für $\mu \gg 1$

Mit $r_1 = 24$ mm und $r_2 = 25,5$ mm erhalten wir: $f_{thor} = 3 \cdot 10^{-2} \mu$
Für die relative Permeabilität μ von Mü-Metall sind in der Literatur folgende Werte angegeben.³⁾

Anfangspermeabilität $\mu_0 = 12000$

Höchstwert $\mu_{max} = 45000$

Die Anfangspermeabilität μ_0 ist der Grenzwert, dem μ für $H \rightarrow 0$ zustrebt.

Zur Abschätzung von f_{thor} verwenden wir die untere Grenze der Permeabilität: $f_{thor} \approx 3 \cdot 10^2$

Die Abweichung der Schirmfaktoren voneinander ist beträchtlich.

Es lassen sich folgende Gründe angeben:

1. Die Rechnung gilt für einen unendlich langen Zylinder.
2. Eine Entmagnetisierung durch Ausglühen wäre besser gewesen als das Entmagnetisieren in einer Tauchspule, da beim Ausglühen vorhandene mechanische Spannungen beseitigt werden.

Zweiter Teil

Die inelastische Streuung von Elektronen an Atomen (2.1.)

Läuft ein Elektron an einem Atom vorbei, so kann es in Folge der Coulomb-Wechselwirkung an dem Atom gestreut werden. Geht das Atom bei diesem Streuprozess aus dem Grundzustand 0 in einen angeregten Zustand n über, so handelt es sich um eine inelastische Streuung. Für schnelle Elektronen läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_n$ mit der 1. Bornschen Näherung berechnen¹⁰⁾
mit $\vec{K} = \vec{k} - \vec{k}'$

$$d\sigma_n = \frac{M^2}{(2\pi)^2 \hbar^4} \frac{k'}{k} \left| \int \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) u_n(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_Z) V u_0(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_Z) d\vec{r}_1, \dots, d\vec{r}_Z \right|^2 d\omega \quad (1)$$

$M = \frac{m \cdot M_1}{m + M_1}$ = red. Masse, m = Elektronenmasse, M_1 = Atommasse,
 \vec{k} = Wellenvektor des einlaufenden Elektrons, \vec{k}' = Wellenvektor des auslaufenden Elektrons, $V = - \sum_{j=1}^Z \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}_j|} + \frac{Ze^2}{r}$
ist das Coulomb-Potential (Z_n = Ladungszahl), $d\omega$ = Raumwinkel-element. Die Gleichung (1) gilt im Schwerpunktsystem. Mit der

Beziehung $\int |\vec{r} - \vec{r}_j|^{-1} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) d\vec{r} = 4\pi k^{-2} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_j)$ erhalten wir:

$$d\sigma_n = 4 \left(\frac{Me^2}{\hbar^2} \right)^2 \left(\frac{k'}{k} \right) k^{-4} |\xi_n(\vec{K})|^2 d\omega \quad \text{mit } \xi_n(\vec{K}) = \langle n | \sum_{j=1}^Z \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_j) | 0 \rangle \quad (1')$$

Bei zufälliger Orientierung der Atome ist $d\sigma_n$ nicht abhängig von dem Winkel φ und $d\omega$ läßt sich ausdrücken durch $2\pi \sin\theta d\theta = \pi d(k^2)/k k'$

$$d\sigma_n = 4\pi \left(\frac{Me^2}{\hbar^2} \right)^2 k^{-2} K^{-4} |\xi_n(k)|^2 d(k^2)$$

$\xi_n(k)$ ist der Formfaktor für die inelastische Streuung. Er beschreibt das Verhalten des Atoms während des Streuprozesses. Die Größe $|\xi_n(k)|^2$ gibt die Wahrscheinlichkeit für eine Anregung vom Grundzustand 0 in den angeregten Zustand n an. Definiert wird die

$$\text{verallgemeinerte Oszillator-Stärke } f_n(k) = \left(\frac{ka_0}{R} \right)^{-2} |\xi_n(k)|^2$$

$$\text{mit } a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}, R = \frac{m e^4}{2 \hbar^4}$$

Durch die kin. Energie $T_s = \frac{1}{2} m v^2$, des Elektrons im Schwerpunktsystem, läßt sich k^2 ausdrücken: $k^2 = \frac{2}{\hbar^2} 2m T_s$. Mit dieser Beziehung erhalten wir:

$$d\tilde{b}_n = 4 \pi a_0^2 \left(\frac{1}{M}\right)^2 \frac{f_n(k)}{E_n/R} d\{\mathcal{L}_n(a_0 k)^2\} = 4 \pi a_0^2 \frac{1}{T/R} \frac{f_n(k)}{E_n/R} d\{\mathcal{L}_n(a_0 k)^2\}, \quad (2)$$

wobei $T_L = \left(\frac{m}{M}\right)^2 T_s$ die kin. Energie im Laborsystem ist. Der Unterschied zwischen T_L und T_s ist vernachlässigbar klein, da $M_L \approx m$ und somit $\frac{m(m+M_L)}{m M_L} \approx 1$ ist. Die erlaubten Werte von $(Ka_0)^2$ müssen die Gleichungen $\tilde{K} = \tilde{k} - \tilde{k}'$ und $(\hbar k)^2 = (\hbar k')^2 + 2ME$ erfüllen.

$$(Ka_0)^2 - 2 \left(\frac{1}{R}\right) \left(\frac{M}{m}\right)^2 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m}{M}\right) \left(\frac{E_n}{T}\right) - \left[1 - \left(\frac{m}{M}\right) \left(\frac{E_n}{T}\right) \right]^{1/2} \cos \theta \right\}$$

Für $\frac{E_n}{T} \ll 1$ gilt:

$$(Ka_0)_{min}^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{E_n}{T}\right)^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m E_n}{M T}\right) + O\left(\left(\frac{m E_n}{M T}\right)^2\right) \right\} \quad \text{für } \theta = 0$$

$$(Ka_0)_{max}^2 = 4 \left(\frac{T}{R}\right) \left(\frac{M}{m}\right)^2 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m E_n}{M T}\right) + O\left(\left(\frac{m E_n}{M T}\right)^2\right) \right\} \quad \text{für } \theta = \pi$$

Für kleine Impulsüberträge läßt sich im Matrixelement $\mathcal{L}_n(k)$ (1') der Ausdruck $\exp(i\vec{k}\vec{r})$ in eine Reihe entwickeln und wir erhalten für die verallgemeinerte Oszillator-Stärke die Entwicklung: $f_n(k) = \tilde{f}_n + (Ka_0)^2 \tilde{f}_n^{(2)} + \dots$, wobei $\tilde{f}_n = \left(\frac{E_n}{R}\right) M_n^2$ die opt. Oszillator-Stärke ist ($M_n^2 = \left| \int_{j=1}^n u_j^* \sum_{j=1}^n x_j u_j d\vec{v}_j \dots d\vec{v}_z \right|^2 / a_0^2$ Quadrat des Dipolmatrixelementes). \tilde{f}_n ist proportional zum Wirkungsquerschnitt der Photoabsorption. Der Grenzfall $k \rightarrow 0$ wird bei Vorwärtsstreuung von schnellen Elektronen erreicht. Durch das schnelle Oszillieren des Ausdruckes $\exp(i\vec{k}\vec{r})$ für $k \rightarrow \infty$ und die starke Abnahme von $1/k^4$ wird $f_n(k)$ bei großen Impulsüberträgen sehr klein. Das asymptotische Verhalten der verallgemeinerten Oszillator-Stärke ist: $f_n(k) \sim k^{-2(l+l'5)}$, wobei l und l' die Drehimpulsquantenzahlen des Elektrons im Anfangs- und Endzustand sind. Die Beziehung $\lim_{k \rightarrow 0} \tilde{f}(k) = \tilde{f}_n$ verbindet die Anregung durch Elektronenstoß mit der Anregung durch Photoabsorption.

Der gesamte Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Integration von $d\tilde{b}_n$ (2) über alle erlaubten $(Ka_0)^2$ -Werte.

$$\tilde{\sigma}_n = \frac{4 \pi a_0^2}{T/R} \int_{(Ka_0)_{min}^2}^{(Ka_0)_{max}^2} \frac{f_n(k)}{E_n/R} \frac{d(Ka_0)^2}{(Ka_0)^2} = \frac{4 \pi a_0^2}{T/R} \int_{\ln(Ka_0)_{min}^2}^{\ln(Ka_0)_{max}^2} \frac{f_n(k)}{E_n/R} d[\mathcal{L}_n(Ka_0)^2] \quad (3)$$

Hier wird der Unterschied zwischen T_s und T_L vernachlässigt, da es sich bei den einfallenden Teilchen um Elektronen handelt: $T_s \approx T_L \approx T$. Man erkennt an Bild a und der Gleichung (3), daß die kleinen Werte von $(Ka_0)^2$ den Hauptbeitrag zu $\tilde{\sigma}_n$ liefern. Der Integrand von $\tilde{\sigma}_n$ fällt stärker als $f_n(k)$, da neben ihr noch der Ausdruck $1/(Ka_0)^2$ auftritt. Bild a zeigt die Oszillator-Stärke eines tiefliegenden optisch erlaubten Überganges als Funktion von $\ln(Ka_0)^2$. Bethe zeigte, daß bei Elektronen mit großer kin. Energie T der Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_n$ in eine Reihe nach Potenzen von $\left(\frac{E_n}{T}\right)$ entwickelt werden kann. Die

Linien $L_1, M_1, L_2, M_2, L_3, M_3$ in Bild a geben die Lage von $\ln(Ka_0)_{min}^2$ für die Fälle $T/R = 25, 50, 100$ an. Bei meinen Messungen benutzte ich 1,5- bzw. 3 KeV Elektronen und erhielt für das Verhältnis T/R die Werte 110 und 220. In diesen Fällen ist $(Ka_0)_{max}^2$ sehr groß und eine Verschiebung der oberen Integrationsgrenze nach unendlich erlaubt. Das Integral von $\tilde{\sigma}_n$ wird durch den Ausdruck $M_n^2 \left\{ \ln(\tilde{K}a_0)^2 - \ln(Ka_0)_{min}^2 \right\}$ ersetzt, wobei $\ln(\tilde{K}a_0)$ so zu wählen ist, daß die Flächen $L_\infty P Q$ und $Q R N$ gleich sind. Die Bedingung hierfür ist:

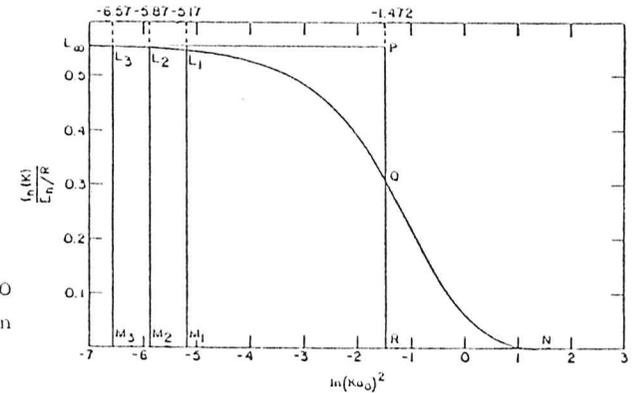


Bild a: Oszillator-Stärke eines optisch erlaubten Überganges als Funktion von $\ln(Ka_0)^2$

$$b_n(\tilde{k}a_0)^2 = \int_0^{\infty} \frac{f_n(k)}{f_n} d[b_n(ka_0)^2] = \int_0^{\infty} [1 - \frac{f_n(k)}{f_n}] d[b_n(ka_0)^2], \quad f_n = (\frac{E_n}{R}) M_n^2$$

Nun berechnen wir den Fehler, der durch das Verschieben der Integrationsgrenze $\ln(Ka_0)_{\text{min}}^2$ nach $-\infty$ entstanden ist:

$$\int_{-\infty}^{\ln(Ka_0)_{\text{min}}^2} \frac{f_n(k)}{E_n/R} d[b_n(ka_0)^2] = \int_0^{\ln(Ka_0)_{\text{min}}^2} \frac{f_n(k)}{E_n/R} d[b_n(ka_0)^2] \quad (Ka_0)_{\text{min}}^2 \approx \frac{1}{4} (\frac{E_n}{RT})^2 \quad (*)$$

Durch diese Näherung für $(Ka_0)_{\text{min}}^2$ haben wir den Fehler

$$\frac{f_n}{E_n/R} [b_n(ka_0)_{\text{min}}^2 - b_n(\frac{E_n}{4RT})^2] = \frac{f_n}{E_n/R} \frac{m}{2M} \frac{E_n}{T} + O(\frac{E_n^2}{T^2}) \text{ gemacht.}$$

Bei der Verschiebung der oberen Integrationsgrenze ist ein Fehler entstanden, der kleiner als $O(\frac{E_n^2}{T^2})$ ist.

Für den Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_n$ erhalten wir: (mit der Näherung (*))

$$\bar{\sigma}_n = \frac{4\pi a_0^2}{1/R} [M_n^2 b_n(\frac{\tilde{k}a_0}{4RT})^2 - \frac{E_n}{4R} \frac{f_n}{1/R} - \frac{m}{2M} \frac{f_n}{1/R}]$$

$$\bar{\sigma}_n = \frac{4\pi a_0^2}{1/R} [M_n^2 b_n(\frac{E_n}{R})^2 + \frac{2f_n}{1/R} + O(\frac{E_n^2}{T^2})]$$

mit $\chi_n = (\frac{m}{2M}) f_n = (\frac{E_n}{4R}) f_n$ und $b_n \approx b_n[(\tilde{K}a_0)^2 (\frac{R}{E_n})^2]$

Abschätzung des Beitrages von $f_n^{(n)}$

$$\bar{\sigma}_n = \frac{4\pi a_0^2}{1/R} [M_n^2 b_n \{ \frac{4}{R} (\frac{R}{E})^2 (\tilde{K}a_0)^2 \} - \frac{R}{T} \{ \frac{m}{2M} \frac{E_n}{R} M_n^2 + \frac{E_n}{4R} f_n^{(n)} \}]$$

Wir setzen: $\frac{m}{M} \approx 1$, da $M_1 \approx m$ und $(\tilde{K}a_0)^2 \approx 1$

$$R = 13,6 \text{ eV}, \quad E_n \approx 50 \text{ eV}, \quad T^* = \frac{T}{eV}$$

$$\bar{\sigma}_n \sim [M_n^2 (b_n \frac{4 \cdot 13,6}{2 \cdot 50^2} + b_n T^*) - \frac{13,6}{T^*} (\frac{50}{2 \cdot 13,6} M_n^2 + \frac{50}{4 \cdot 13,6} f_n^{(n)})]$$

$$\bar{\sigma}_n \sim [M_n^2 (b_n T^* \cdot 3,3) - \frac{13,6}{T^*} (1,8 M_n^2 + 0,9 f_n^{(n)})]$$

$$T^* = 600 \quad \bar{\sigma}_n \sim [2,6 M_n^2 - 2 \cdot 10^{-2} (1,8 M_n^2 + 0,9 f_n^{(n)})] \quad (15)$$

$$T^* = 1500 \quad \bar{\sigma}_n \sim [3,5 M_n^2 - 9 \cdot 10^{-3} (1,8 M_n^2 + 0,9 f_n^{(n)})]$$

$$T^* = 3000 \quad \bar{\sigma}_n \sim [4,2 M_n^2 - 5 \cdot 10^{-3} (1,8 M_n^2 + 0,9 f_n^{(n)})]$$

Bei Veränderung der Elektronenenergie T im Bereich von 0,6 KeV bis 3 KeV konnten im Augerspektrum von Mangan bei den optisch erlaubten Übergängen keine relativen Änderungen festgestellt werden. Aus dieser Tatsache und der obigen Abschätzung folgt, daß $\bar{\sigma}_n \sim M_n^2$ ist und die Dipolnäherung bei 1,5 KeV Elektronen verwendet werden darf.

Für optisch verbotene Übergänge gilt:

$$\bar{\sigma}_n = \frac{4\pi a_0^2}{T/R} [b_n + \frac{\chi_n}{T/R} + O(\frac{E_n^2}{T^2})], \quad b_n = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_n(k)}{E_n/R} d[b_n(ka_0)^2]$$

Wobei in der Entwicklung von $f_n(k)$ die optische Oszillatorstärke $f_n = 0$ ist.

$$(\bar{\sigma}_n)_{\text{opt. erlaubt}} \sim \frac{4\pi a_0^2}{T^*}, \quad (\bar{\sigma}_n)_{\text{opt. verboten}} \sim \frac{1}{T^*} \quad \text{für große } T^*$$

Bei wachsender Elektronenenergie fällt der Wirkungsquerschnitt für den optisch erlaubten Übergang langsamer als der Wirkungsquerschnitt für den optisch verbotenen Übergang. 20/

Dritter Teil

Das $M_{4,5}NN$ -Augerspektrum von Krypton (Bild 15, 16) (3.1.)

Meßbedingungen: Druck in der Kammer = $2 \cdot 10^{-7}$ Pa, Elektronenstrom = 0,1 μ A, Beschleunigungsspannung = 3 KV.

Das Verhältnis von Linienhöhe zu Untergrund bezogen auf die Linie 14 beträgt 2,2.

Der Grundzustand von Krypton ist $3d^{10}4s^2 4p^6 (^1S)$. Wird durch Elektronenstoß ein 3d-Elektron aus der M-Schale geschlagen, so beträgt die Energie des Ions, bezogen auf den Grundzustand, $E \{ (KrII)_{3/2}^{\uparrow} \} = 93,82$ eV bzw. $E \{ (KrII)_{5/2}^{\uparrow} \} = 95,04$ eV.¹⁾ Die Spin-Bahn Kopplung verursacht diese Aufspaltung. Die 4s- und die 4p-Schale ist voll besetzt. In beiden Fällen kann das 3d-Loch in der M-Schale durch ein Elektron der N-Schale gefüllt werden, ohne das ein Spin umklappen muß. Die dabei freiwerdende Energie kann an ein Elektron der N-Schale übertragen werden, welches das Atom mit der kin. Energie $E_k = E \{ (KrII)_{3/2}^{\uparrow} \} - E(\text{End})$ verläßt.

Der bei meiner Messung verwendete Analysator hat ein Auflösungsvermögen von $\frac{\Delta E_k}{E_k} = 0,008$. Mit Hilfe der Linien 11 und 12 kann man abschätzen, daß dieses Auflösungsvermögen erreicht wird. Die beiden noch zu trennenden Augerlinien 11 und 12 bei $E_k = 40,6$ eV besitzen einen energetischen Abstand von $\Delta E_k = 0,4$ eV. Daraus ergibt sich ein Auflösungsvermögen von $\frac{\Delta E_k}{E_k} \approx 0,01$. Das \approx Zeichen soll andeuten, daß der Wert 0,01 durch den energetischen Abstand der Linien 11 und 12 gegeben ist und nicht die Auflösungsgrenze des Analysators darstellt.

Das $M_{4,5}NN$ -Augerspektrum von Krypton wurde schon 1972 von Siegbahn gemessen und ausgewertet.²⁾ Das zur Messung benutzte Spektrometer besaß ein Auflösungsvermögen von $\frac{\Delta E_k}{E_k} = 5,6 \cdot 10^{-4}$. Durch die bessere Auflösung sind in diesem Spektrum (Bild 17) mehr Einzelheiten erkennbar als in meinem Spektrum. Die Linie 40 aus Table 11 bzw. Linie 18 aus Tabelle 1 benutzte ich als Referenzlinie zur Eichung des Analysators. Mit Hilfe des vorliegenden Spektrums (Bild 17) und der Auswertung (Table 11) konnte ich die in meinem Spektrum er-

kennbaren Augerlinien sofort identifizieren (Tabelle 1). Die folgenden Angaben beziehen sich auf Tabelle 1.

Die Linien 1 und 3 gehören zu dem Endzustand $4p^4 : ^3P_{2,1}$

Die Linien 3 und 4 gehören zu dem Endzustand $4p^4 : ^1D_2$

Die Linien 5 und 6 gehören zu dem Endzustand $4p^4 : ^3S_1$

Die Linien 10 und 11 gehören zu dem Endzustand $4s^1 4p^5 : ^3P_2$

Die Linien 13 und 14 gehören zu dem Endzustand $4s^1 4p^5 : ^1P_1$

Die Linien 15 und 16 gehören zu dem Endzustand $4s^2 4p^3 (^4P) 5s : ^7P_4$

Die Linien 17 und 18 gehören zu dem Endzustand $4s^2 4p^3 : ^1S_0$

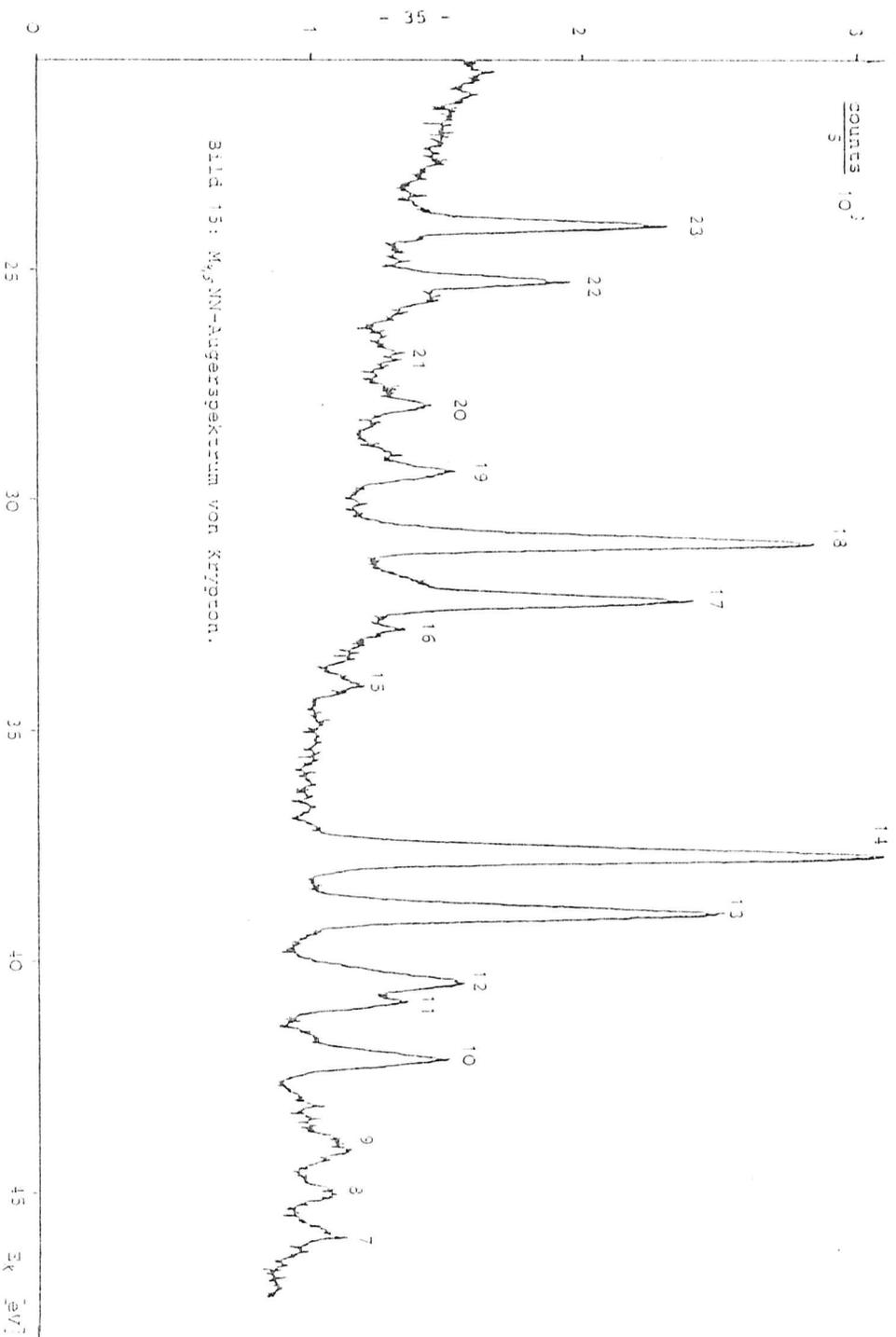
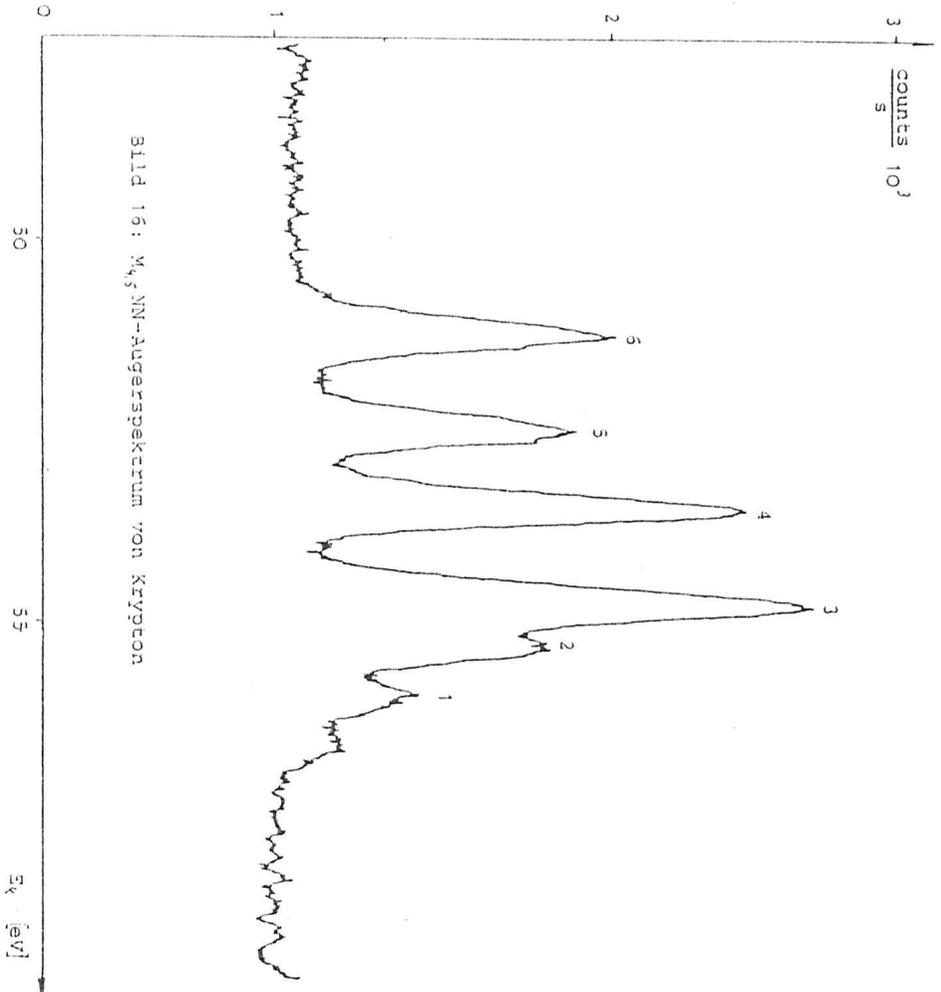
Die Linien 22 und 23 gehören zu dem Endzustand $4s^1 4p^3 (^2P) 6s : ^7P_4$

Die Energiedifferenz der beiden zu dem Endzustand gehörenden Linien entsteht durch die Spin-Bahnaufspaltung und sollte $\Delta E_{16} = E \{ (KrII)_{3/2}^{\uparrow} \} - E \{ (KrII)_{5/2}^{\uparrow} \} = (95,04 - 93,82)$ eV = 1,22 eV betragen.

Die Augerlinien 15, 16, 22 und 23 sind durch shake-up Prozesse entstanden.

Die Endzustände der Augerlinien 7, 8, 9, 19, 20 und 21 sind nicht bekannt.

Die Berechnung der kin. Energien mit den Moorschen Tabellen (nicht alle Endzustände sind angegeben) führt auf vergleichbare Werte.¹⁷⁾



Mangan

Anregungen beim Mangan (3.2.)

Mangan hat den Grundzustand $3p^6 3d^5 4s^2$ (6S). Da die 3d-Schale nicht abgeschlossen ist, sind Übergänge von $3p \rightarrow 3d$ möglich. Bei Anwendung des Spectator Modells auf die 3d-Elektronen sind Übergänge in die (6P), (6D) und (6F) Zustände erlaubt. Das Spectator Modell schließt Übergänge aus, bei denen sich die Spins der 3d-Elektronen während der Anregung umorientieren.⁽¹³⁾ Da das Umklappen von Spins bei Übergängen sehr selten auftritt, ist die Anwendung dieses Modells gerechtfertigt. Die Anregungen können unter Emission eines Augerelektrons in Endzustände mit folgenden Konfigurationen zerfallen.

- 1) $3p^6 3d^5 4s^2 \xrightarrow{h\nu} 3p^5 3d^6 4s^2 \rightarrow 3p^6 3d^4 4s^2 \quad \epsilon p, \epsilon f$
- 2) $3p^6 3d^5 4s^2 \xrightarrow{h\nu} 3p^5 3d^6 4s^2 \rightarrow 3p^6 3d^5 4s \quad \epsilon p, \epsilon f$

Der Zerfall 1) sollte dominieren, da es sich um einen Super-Coster-Kronig Übergang handelt. Die Anregungen 1) und 2) lassen sich jedoch auch über eine Kontinuumsanregung erreichen.

- 1) $3p^6 3d^5 4s^2 \xrightarrow{h\nu} 3p^6 3d^7 4s^2 \quad \epsilon p, \epsilon f$
- 2) $3p^6 3d^5 4s^2 \xrightarrow{h\nu} 3p^4 3d^5 4s \quad \epsilon p, \epsilon f$

Die Kontinuumsanregung und die diskrete Anregung mit anschließendem Augerzerfall sind quantenmechanisch nicht unterscheidbar, da sie vom gleichen Anfangszustand ausgehen und im gleichen Endzustand enden. Die Interferenz zwischen diesen beiden Reaktionen führt auf einen Wirkungsquerschnitt, der durch ein asymmetrisches Fano-Profil beschrieben wird.

$$\tilde{\sigma}(E) = \tilde{\sigma}_a(E) + \tilde{\sigma}_d(E) \frac{(q + \frac{E - E_0}{\Gamma})^2}{1 + (\frac{E - E_0}{\Gamma})^2}$$

$\tilde{\sigma}_d(E)$ = Absorptionsquerschnitt, der bei ungestörter Kontinuumsanregung auftreten würde, q = Asymmetrieparameter, E_0 = Resonanzenergie, Γ = Verbreiterung des Zustandes durch Autoionisation.

Die Anregung der Mn-Atome kann mit der Synchrotronstrahlung oder durch Elektronenstoß geschehen. Im Folgenden werden beide Anregungsarten besprochen

Anregung mit Synchrotronstrahlung (3.3.)

Ein Monochromator erzeugt aus der Synchrotronstrahlung einen monochromatischen Lichtstrahl mit variabler Photonenenergie. Die Photonenenergie $E = h\nu$ wird bei der Absorption des Photons auf das Atom übertragen. Bei der Kontinuumsanregung mit Photonen der Energie $E = h\nu$ besitzen die Photoelektronen eine kin. Energie $E_k = h\nu - (E_f - E_i)$ wobei E_i = Energie des Atoms im Anfangszustand und E_f = Energie des Ions im Endzustand ist. Die Bindungsenergie erhält man durch Umstellen der Gleichung: $E_b = E_f - E_i = h\nu - E_k$. Im Photoelektronenspektrum von Mn (Bild 18) beobachtet man mehrere Photoemissionslinien, die zu den angegebenen Endzuständen in Tabelle 1 gehören.⁽¹⁴⁾ Die Photoemissionslinien 1 bis 5 entstehen durch shake-up Prozesse, bei denen das Ion in einem angeregten Zustand zurückbleibt. Durch Veränderung der Photonenenergie ändert sich die kin. Energie der Photoemissionslinien und die Intensität einzelner Photoemissionslinien kann sich drastisch ändern. Aus dem 3p-Absorptionsspektrum von Mn (Bild 19) sehen wir, daß die 3p-Absorption bei Photonenenergien von ungefähr 49 eV einsetzt.⁽¹⁵⁾ In Richtung größerer Photonenenergien nimmt die 3p-Absorption bis zum Maximum bei 51 eV zu und fällt anschließend wieder ab. Die linke Schulter des Resonanzbandes entsteht hauptsächlich durch Anregungen in Quartett-Zustände 4L und zum Hauptmaximum tragen am meisten die 6P -Zustände mit einem Zusatz von 4L bei (Davis und Feldkamp). Durch die 3p-Anregung und den anschließenden Augerzerfall nimmt im Photoelektronenspektrum die Intensität der 3d-Photoemissionslinie (Linie 6 Bild 20) von $E = h\nu = 49$ eV bis $E = h\nu = 51$ eV stark zu und nimmt bei weiter wachsender Photonenenergie wieder ab.

| Line | E_{β} (eV) | State of Mn II |
|------|------------------|---|
| 1 | 25.1 ± 0.2 | $3d^4 ({}^5D) 4s \ n1$ |
| 2 | 24.2 ± 0.2 | $3d^4 ({}^5D) 4s \ n1$ |
| 3 | 20.8 ± 0.2 | $3d^4 ({}^5D) 4s \ 4p \ S_P \ \text{tent.}$ |
| 4 | 20.6 ± 0.2 | $3d^4 ({}^5D) 4s \ 4p \ S_F \ \text{"}$ |
| 5 | $15.4 - 17.7$ | $3d^5 ({}^4X) 4p \ S_X \ \text{"}$ |
| 6 | 14.2 ± 0.15 | $3d^4 ({}^5D) 4s^2 \ S_D$ |
| 7 | 12.8 ± 0.1 | $3d^5 ({}^4F) 4s \ S_F$ |
| 8 | 11.5 ± 0.1 | $3d^5 ({}^4D) 4s \ S_D$ |
| 9 | 11.2 ± 0.1 | $3d^5 ({}^4P) 4s \ S_P$ |
| 10 | 10.8 ± 0.1 | $3d^5 ({}^4G) 4s \ S_G$ |
| 11 | 9.3 ± 0.1 | $3d^5 ({}^5D) \ S_D$ |
| 12 | 8.6 ± 0.05 | $3d^5 ({}^6S) 4s \ S_{S_2}$ |
| 13 | 7.44 | $3d^5 ({}^6S) 4s \ S_{S_3} \ \text{ref.}$ |

Tabelle 1: Bindungsenergien E_{β} und Endzustände der Photoemissionslinien von Mn.

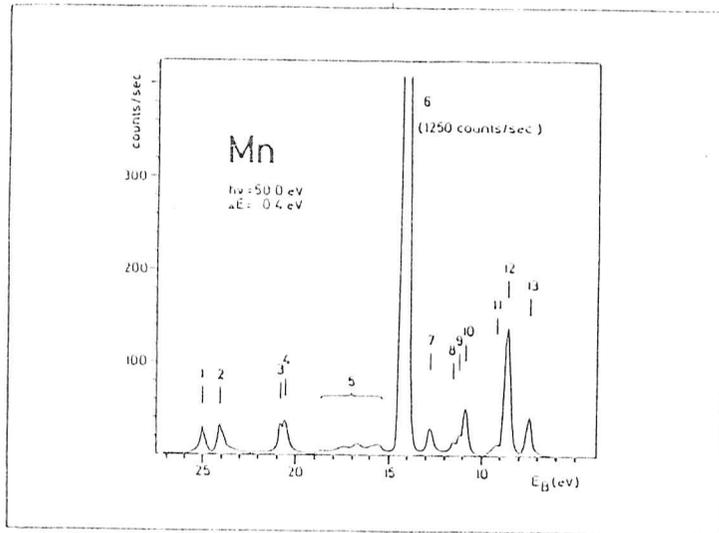


Bild 18: Photoelektronenspektrum von Mn.

Bild 20: Photoelektronenspektrum von Mn bei verschiedenen Photonenenergien

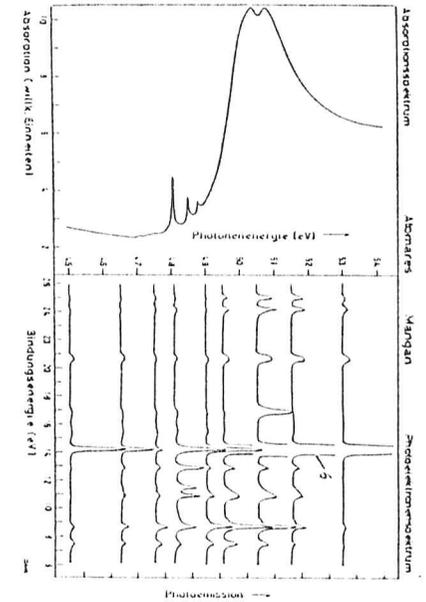
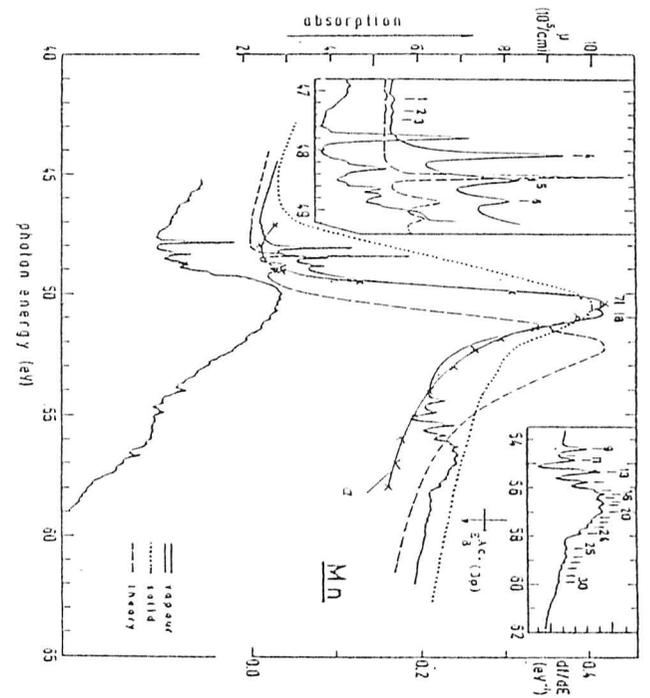


Bild 19: J_z-Absorption von Mangan. Obere J_z-Kurve: flache Kernteil, untere J_z-Kurve: Cu/S, Zink-Kapaz: SiK_α, Meccel: J_z 1/2. Kernteil: J_z-Anlage-energie: SiK_α/7.



Trägt man die Intensität der 3d-Photoemissionslinie (Linie 6 Bild 18,20) in Abhängigkeit von der Photonenenergie auf (Bild 21), so ergibt sich ein Intensitätsverlauf, der durch ein Fano-Profil ($q = 2,3$, $\Gamma = 0,65$ eV) beschrieben wird.

Die 3p-Ionisationsgrenze von Mn liegt bei ungefähr 58 eV. Ein angeregtes $(MnII)^*$ -Ion zerfällt unter Emission eines Augerelektrons in einen $(MnIII)$ -Endzustand. Die kin. Energie des Augerelektrons ist allein bestimmt durch die Energiedifferenz des angeregten $(MnII)^*$ -Ions und des $(MnIII)$ -Endzustandes. Sie ändert sich nicht bei Variation der Photonenenergie. Durch diesen Effekt lassen sich Augerlinien und Photoemissionslinien unterscheiden. Es sei noch erwähnt, daß bei strenger Gültigkeit der LS-Koppelung nur der (6p) Zustand optisch erreichbar ist.

Anregung durch Elektronenstoß (3.4)

Bei der Aufnahme des Augerspektrums von Mangan verwendete ich 1,5 KeV Elektronen. Die optische Näherung ist bei dieser Elektronenenergie gerechtfertigt (siehe 2.1.). Im Gegensatz zur Photonenanregung können durch Elektronenstoß eines schnellen Elektrons alle Energieüberträge auftreten, die

zu diskreten Anregungen und Kontinuumsanregungen führen. Eine Bestimmung der Bindungsenergie, wie bei der Photonenanregung, ist hier nicht durchführbar, da der Energieübertrag unbekannt ist. Die Anregung durch 1,5 KeV Elektronen ist vergleichbar mit der Anregung durch weißes Licht. Der Wirkungsquerschnitt für die Absorption von Photonen ist proportional zu der spektralen Oszillatorstärke $\frac{df}{dE}$.

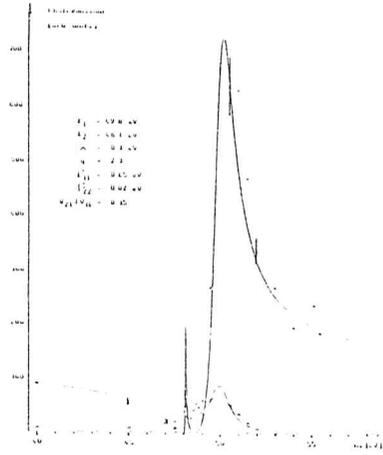


Bild 21: Angepaßtes Fano-Profil für die 3d-Photoemissionslinie (Linie 6 Bild 20)

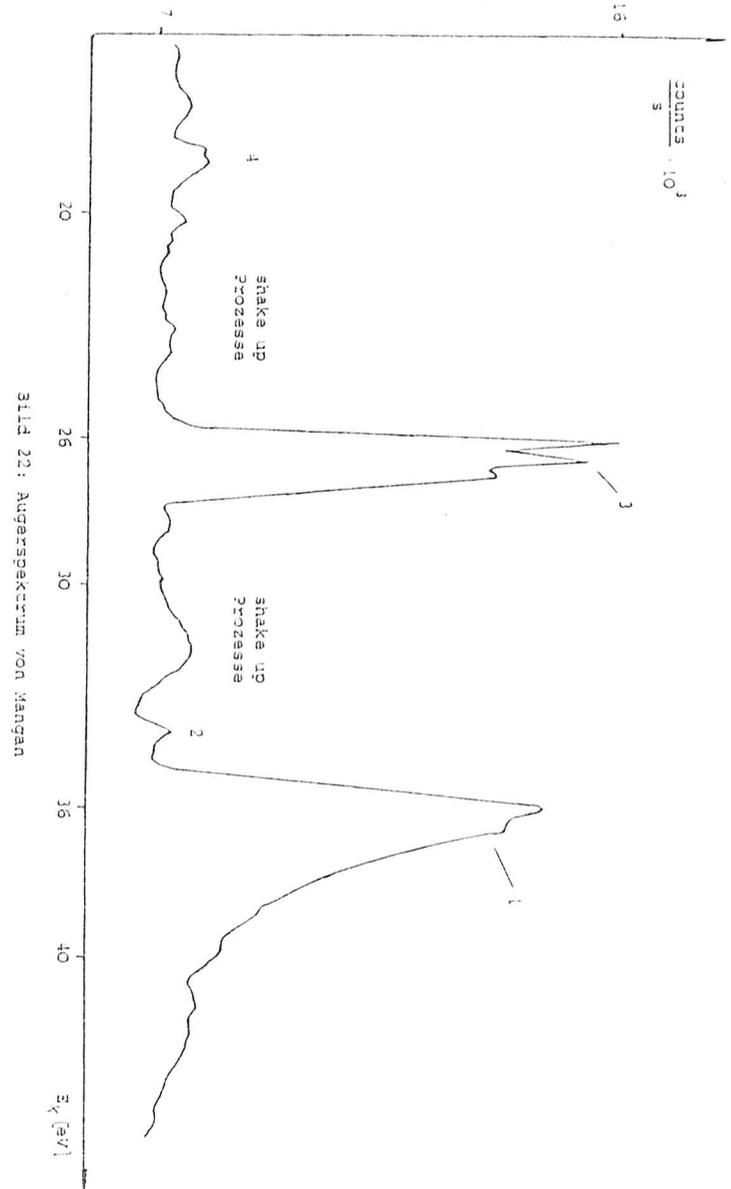


Bild 22: Augerspektrum von Mangan

Die Linien des Augerspektrums von Mangan

| Linie | kin. Energie [eV] | Entstanden durch den Zerfall der 3p-Anregung im Absorptionsspektrum | Endzustand | Übergang |
|-------|-------------------|---|--|--|
| 1 | 36,0 | $E(^6P) = 50,8 \text{ eV}$ Zustand: $3p^5 3d^6 4s^2 ^6P$ | $3p^6 3d^4 4s^2 ^5D$ $E = 14,3 \text{ eV}$ | $3p^5 3d^6 4s^2 ^6P \rightarrow 3p^6 3d^4 4s^2 ^5D \text{ } \epsilon p \epsilon f$ |
| 2 | 33,8 | $E(^6D) = 48,0 \text{ eV}$ Zustand: $3p^5 3d^6 4s^2 ^6D$ | $3p^6 3d^4 4s^2 ^5D$ $E = 14,3 \text{ eV}$ | $3p^5 3d^6 4s^2 ^6D \rightarrow 3p^6 3d^4 4s^2 ^5D \text{ } \epsilon p \epsilon f$ Bei reiner LS-Kopplung verboten |
| 3 | 27 26 | $E\left\{ \begin{matrix} (MnII) \\ 5B \end{matrix} \right\} = 58 \text{ eV}$ Zustand: $3p^5 3d^5 4s^2 ^5P$ | $3p^6 3d^4 4s^2 ^6D$ $E = 30,9 \text{ eV}$ $3p^6 3d^4 4s^2 ^7D$ $E = 32,0 \text{ eV}$ | $3p^5 3d^5 4s^2 ^5P \rightarrow 3p^6 3d^4 4s^2 ^6D \text{ } \epsilon p \epsilon f$ $3p^5 3d^5 4s^2 ^5P \rightarrow 3p^6 3d^4 4s^2 ^7D \text{ } \epsilon p \epsilon f$ |
| 4 | 18,5 | Die Augerelektronen der Übergänge $M_1 M_{2,3} N_1$ haben eine kin. Energie von 18 eV und die Augerelektronen der Übergänge $M_1 M_{2,3} M_{4,5}$ haben eine kin. Energie von 6 eV (Yin und Adler). Nach Aksela entsteht die Linie 4 mit den benachbarten Strukturen durch Augerelektronen aus den Übergängen $M_1 M_{2,3} N_1$ und $M_1 M_{2,3} M_{4,5}$. Es ist zu vermuten, daß dieser $M_1 M_{2,3} M_{4,5}$ Übergang durch Elektronenanregungen in höhere Schalen entsteht z.B. $3s \rightarrow 4p$. Die aus diesem Zerfall stammenden Augerelektronen könnten eine kin. Energie von 18 eV haben. Eine Anregung $3s \rightarrow 3d$ ist optisch verboten und sollte bei 1,5 KeV Elektronen vernachlässigbar sein. | | |

Der Wirkungsquerschnitt für einen Elektronenstoß mit dem Energieübertrag E ist bei Vorwärtsstreuung ($\theta = 0^\circ$) proportional zu $(E)^{-3} \frac{dF}{dE} (10)$. In diesem Fall sind nach Korrektur der Energieabhängigkeit beide Anregungsarten vergleichbar.

Im Augerspektrum (Bild 22) wird die Zählrate der Elektronen als Funktion ihrer kin. Energie gemessen. Der Untergrund im Augerspektrum besitzt einen glatten Verlauf. Er entsteht durch Elektronenstoßionisationsprozesse. Auf dem Untergrund finden wir an bestimmten Stellen Augerlinien, die zu untersuchen sind. Von besonderem Interesse ist wieder die 3p-Anregung ($3p^6 3d^5 4s^2 \rightarrow 3p^5 3d^6 4s^2$). Durch ihren Zerfall entsteht im Augerspektrum von Mangan die Augerlinie 1. Bevor diese Augerlinie mit dem 3p-Absorptionsspektrum verglichen werden kann, sind noch zwei Korrekturen erforderlich.

1) Der Analysator hat ein Auflösungsvermögen $\frac{\Delta E_K}{E_K} = 0,008 \rightarrow \Delta E_K = 0,008 E_K$. Das Energiefenster ΔE_K wächst proportional mit E_K und die Zählrate ist proportional zu E_K . Diese Energieabhängigkeit der Zählrate läßt sich eliminieren, in dem man das Spektrum durch eine Gerade teilt (Kurve a Bild 23). Nach Abzug des Untergrundes erhalten wir Kurve b.

2) Die Augerlinie entsteht hauptsächlich durch den Zerfall der 3p-Anregung in den Endzustand $3d^4 4s^2 ^5D$ mit der Energie $E(3d^4 4s^2 ^5D) = 14,3 \text{ eV}$. Bei Vernachlässigung von Übergängen in andere Endzustände ist die kin. Energie E_K der Augerelektronen mit der Anregungsenergie E über die Beziehung $E_K = E - E(3d^4 4s^2 ^5D)$ verbunden. Durch Multiplikation der Kurve b (Bild 23) mit $\text{const } E^3$ läßt sich die Energieabhängigkeit der Elektronenstoßanregung eliminieren (Kurve c). Hier wurde vorausgesetzt, daß die Vorwärtsstreuung dominiert. Zum Vergleich der korrigierten Augerlinie 1 mit dem 3p-Absorptionsspektrum habe ich in beiden Fällen Fano-Profile angepaßt. Es ergeben sich für die Parameter q und I' folgende Werte:

Fano-Profil für die korrigierte Augerlinie (Kurve d Bild 23) $q = 3,3$, $I' = 0,90 \text{ eV}$, $E_0 = 50,2 \text{ eV}$.

Fano-Profil für das 3p-Absorptionsspektrum (Kurve a Bild 19) $q = 1,7$, $I' = 1,00 \text{ eV}$, $E_0 = 50,0 \text{ eV}$.

Die geringere Asymmetrie der korrigierten Augerlinie im Vergleich zum 3p-Absorptionsspektrum ist folgendermaßen zu erklären: Ein Teil der 3p-Anregungen zerfällt in andere Endzustände z.B. ($3d^4 4s 4p$ (3L), $L = P, D, F$). Das MnII-Ion bleibt in diesem Fall in einem angeregten Zustand zurück und die kin. Energie des Auger-elektrons ist kleiner: z.B. $\Delta E_k = E(3d^4 4s 4p \ ^3F) - E(3d^4 4s \ ^3D) = (20,6 - 14,2) \text{ eV} = 6,4 \text{ eV}$. Derartige Augerelektronen liegen nicht mehr in der Augerlinie und verursachen eine Änderung der Form.

Das gemessene Augerspektrum von Mangan (3.5.)

Meßbedingungen: Druck in der Kammer = $5 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$, Elektronenstrom = $0,6 \mu\text{A}$, Ofentemperatur = 900 C° , Beschleunigungsspannung = $1,5 \text{ KV}$.

Der Dampfdruck von Mangan beträgt bei dieser Temperatur $5 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$. Das vorliegende Augerspektrum (Bild 22) entstand durch Addition von 6 gemessenen Einzelspektren. Das Verhältnis von Linienhöhe zu Untergrund bezogen auf die Linie bei $E_k = 26 \text{ eV}$ beträgt 1,2.

Identifizierung der Augerlinien im gemessenen Augerspektrum von Mn: Durch Elektronenstoßionisation und Anwendung des Spectator Modells auf die 3d-Elektronen sind vom Grundzustand $3p^6 3d^5 4s^2$ (6S) aus die Zustände $3p^5 3d^5 4s^2$ (3P), (7P) erreichbar. Die Energie des (MnII)* läßt sich aus dem 3p-Absorptionsspektrum zu ungefähr 58 eV, bezogen auf den Grundzustand, abschätzen. Unter Emission eines Augerelektrons kann es in die Endzustände

- 1) $3p^5 3d^5 4s^2$ (5P) \rightarrow $3p^6 3d^4 4s^2$ (3P), (3F) ϵ_p, ϵ_f
- 2) $3p^5 3d^5 4s^2$ (5P) \rightarrow $3p^6 3d^4 4s$ (6D), (6D) ϵ_p, ϵ_f , $E(^6D) = 30,9 \text{ eV}$, $E(^7D) = 32,0 \text{ eV}$

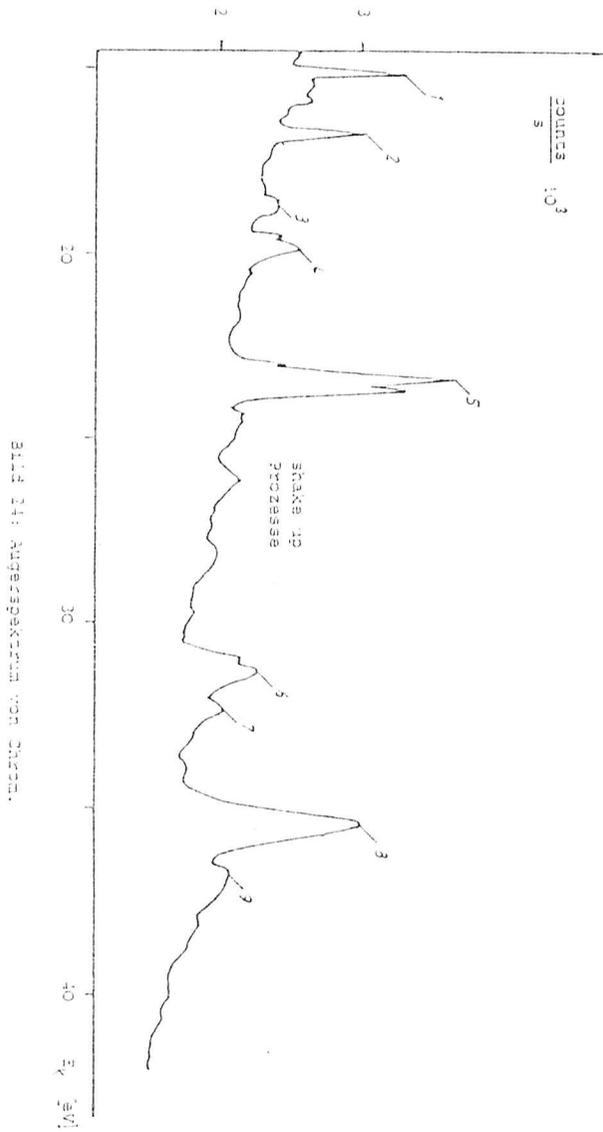
zerfallen. Bei den Zerfällen 1) stammen alle drei am Prozeß (Ionisation und Zerfall) beteiligten Elektronen aus der M-Schale und es liegen Super-Coster-Kronig Zerfälle vor. Bei den Zerfällen 2) handelt es sich um Coster-Kronig Zerfälle da nur zwei der am Prozeß beteiligten Elektronen aus der M-Schale stammen. Die Energien der Endzustände 1) sind nicht bekannt. Die Energien der Endzustände 2) sind der Tabelle von Sugar und Corlis entnommen und beziehen sich auf den Grundzustand (die J-Abhängigkeit ist nicht berücksichtigt, Mittelwert gebildet)²²⁾ Für die kin. Energien der Augerelektronen erhalten wir im Fall 2): $E_k(^6D) = E\{(\text{MnII})^*\} - E(^6D) = 27 \text{ eV}$ und $E_k(^7D) = 26 \text{ eV}$. Im Augerspektrum von Mangan finden wir bei diesen Energien

eine der beiden dominierenden Linien. Die Augerlinie 3 besitzt eine 3-fach Struktur und hat eine Halbwertsbreite von ungefähr 1,5 eV. Zu den Zerfällen 1) lassen sich nur folgende Aussagen machen: Einerseits sollen nach Berechnungen von Yin und Adler die Augerlinien der Super-Coster-Kronig Übergänge $M_{23} M_{25} M_{45}$ bei $E_k = 16,7 \text{ eV}$ liegen.⁴⁹⁾ Die von ihnen berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten zeigen, daß der Einfluß der Coster-Kronig Übergänge stärker ist als der Einfluß der Super-Coster-Kronig Übergänge. Übergangswahrscheinlichkeiten (in Vielfachen von 10^{-3} a.u.)

| Übergang | ϵ^N | ϵ^{Mn} | |
|-----------------|--------------|------------------------|---|
| $M_2 - M_2 M_3$ | 2,268 | 8,163 | Die Werte für Vanadium werden bei der Diskussion des Augerspektrums von Chrom benötigt. |
| $M_4 - M_4 N_7$ | 17,286 | 24,762 | |
| $M_3 - M_3 M_5$ | 1,576 | 5,680 | |
| $M_3 - M_3 M_5$ | 1,083 | 3,964 | |
| $M_3 - M_3 N_7$ | 16,465 | 23,600 | |

In dem gemessenen Augerspektrum sind im Bereich $E_k = 16,7 \text{ eV}$ schwache Strukturen zu erkennen. Eine eindeutige Identifizierung ist aber nicht möglich. Ein ähnliches Verhalten tritt auch bei dem Augerspektrum von Chrom auf. Hier lassen sich jedoch die Augerlinien der Super-Coster-Kronig Übergänge eindeutig identifizieren (siehe 3.6). Andererseits liegen nach Aksela die Super-Coster-Kronig Übergänge mit in der Augerlinie 3.¹⁵⁾ Die shake-up Prozesse liefern Augerelektronen mit geringeren kin. Energien als die Zerfälle 2) und erklären die Beiträge links von der Augerlinie 3. Die Strukturen im Bereich von 16 eV bis 20 eV sind nach Aksela auf $M_1 M_2 M_3$ und $M_1 M_2 N_7$ zurückzuführen. Nach Berechnungen von Yin und Adler sollen die Übergänge $M_7 M_3 N_7$ bei $E_k = 18 \text{ eV}$ liegen (Augerlinie 4). Für die Anregungen $3p^6 3d^5 4s^2$ (6S) \rightarrow $3p^5 3d^6 4s^2$ sind die Zustände (6P), (6D), (6F) möglich. Wie schon erwähnt, verursachen vorwiegend die (6P) Zustände das Hauptmaximum in der 3p-Absorption. Ihre Energie, bezogen auf den Grundzustand, liegt bei $\{E(^6P)\}_{\text{im Mn}} = 50,8 \text{ eV}$. Die (6P) Zustände zerfallen unter Emission eines Augerelektrons in die Zustände mit der Energie E:

- 1) $3p^5 3d^6 4s^2$ (6P) \rightarrow $3p^6 3d^5 4s^2$ (3D) ϵ_p, ϵ_f $E(^3D) = 14,3 \text{ eV}$
- 2) $3p^5 3d^6 4s^2$ (6P) \rightarrow $3p^6 3d^5 4s$ (7S), (3S) ϵ_p, ϵ_f $E(^7S) = 7,4 \text{ eV}$, $E(^3S) = 8,6 \text{ eV}$



Im 3p-Absorptionsspektrum gibt es drei Seriegrenzen mit den Energien $E_1 = 46,4$ eV, $E_2 = 46,7$ eV und $E_3 = 47,1$ eV (Bild 26).

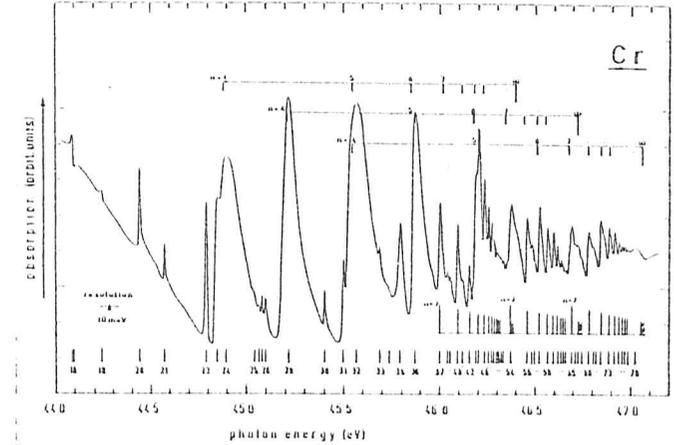


Bild 26:

Abb. 26/2) unten der schiefen, symmetrischen Kurve im Spektrum. Die Zahlen (18 - 25) bezeichnen die Wellenlängen in Å (1 Å = 10⁻¹⁰ m).

Diese Aufspaltung wird durch die Spin-Bahn-Kopplung verursacht. Nach Mansfield handelt es sich an den Seriegrenzen um 3P Zustände.⁷³⁾ Von diesen Zuständen aus ist ein Augerzerfall mit einem Spinumklapp-prozeß verbunden und somit unwahrscheinlich. Dagegen sind von 6P Zuständen aus Augerzerfälle möglich und es lassen sich mit ihnen die im Augerspektrum beobachteten Augerlinien 1, 2 und 5 erklären. In diesem Punkt bestehen noch offene Fragen. Das CrII-Ion kann von den angenommenen 6P Zuständen der Seriegrenzen unter Emission eines Augerelektrons in folgende Endzustände zerfallen:

- 1) $3p^5 3d^3 4s$ (6P) \rightarrow $3p^6 3d^3 4s$ (5P) $\epsilon p, \epsilon f$ $E(^5P) = 31,1$ eV
- 2) $3p^5 3d^3 4s$ (6P) \rightarrow $3p^6 3d^3 4s$ (5F) $\epsilon p, \epsilon f$ $E(^5F) = 29,5$ eV
- 3) $3p^5 3d^3 4s$ (6P) \rightarrow $3p^6 3d^3$ (5D) $\epsilon p, \epsilon f$ $E(^5D) = 23,3$ eV

Bei den Zerfällen 1) und 2) handelt es sich um Super-Coster-Kronig Zerfälle und bei dem Zerfall 3) um einen Coster-Kronig Zerfall. Die Augerelektronen des Zerfalls 3) besitzen die kin. Energien: $E_{K_1} = E_I - E(^5D) = 23,1$ eV, $E_{K_2} = 23,4$ eV, $E_{K_3} = 23,8$ eV. Bei diesen Energien finden wir im Augerspektrum die dominante Augerlinie 5.

Sie besitzt eine dreifache Struktur. Die Energiedifferenzen zwischen den drei Strukturen stimmen mit den Energiedifferenzen zwischen den drei Zuständen des CrII-Ions (Seriengrenzen) überein.

Die Augerelektronen des Zerfalls 1) besitzen die kin. Energien:

$$E_{k_1} = 15,3 \text{ eV}, E_{k_2} = 15,6 \text{ eV}, E_{k_3} = 16,0 \text{ eV}.$$

Die Augerlinie 1 bei $E_k = 15,2 \text{ eV}$ ordnen wir dem Zerfall 1) zu. Sie zeigt keine dreifache Struktur wie die Augerlinie 5. Es scheint, daß hier nur ein Zerfall von der Seriengrenze mit der Energie $E_j = 46,4 \text{ eV}$ in den Endzustand (5P) möglich ist.

Die Augerelektronen des Zerfalls 2) besitzen die kin Energie:

$$E_{k_1} = 16,9 \text{ eV}, E_{k_2} = 17,2 \text{ eV}, E_{k_3} = 17,6 \text{ eV}.$$

Die Augerlinie 2 bei $E_k = 16,8 \text{ eV}$ ordnen wir dem Zerfall 2) zu. Sie zeigt keine dreifache Struktur wie die Augerlinie 5. Es scheint, daß hier nur ein Zerfall von der Seriengrenze mit der Energie $E_j = 46,4 \text{ eV}$ in den Endzustand (5P) möglich ist.

Interessant ist, daß die Augerlinie 5 größer ist als die Augerlinien 1 und 2. Für die Flächenverhältnisse der Augerlinien 1 und 5 bzw. 2 und 5 ergeben sich, unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Zählrate (Energiefenster ΔE_k des Analysators) folgende Werte:

$$\text{Augerlinie 1 und 5: } \frac{33\text{mm}}{173\text{mm}} \cdot 1,5 \approx 0,3$$

$$\text{Augerlinie 2 und 5: } \frac{30\text{mm}}{173\text{mm}} \cdot 1,4 \approx 0,2$$

Hier zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bei Mangan. Für Chrom haben Yin und Adler keine Rechnung durchgeführt. Das Augerspektrum von Chrom zeigt, daß der Einfluß des Coster-Kronig Überganges stärker ist als der Einfluß des Super-Coster-Kronig Überganges. Dieses Verhalten steht im Einklang mit den für 2V und 2Mn durchgeführten Rechnungen von Yin und Adler. Im hochenergetischen Bereich des 3p-Absorptionsspektrums von Chrom (Bild 25) sind Feinstrukturen zu erkennen (z.B. Linie 84 und - 90), die durch Doppelanregungen entstanden sein können. Eine mögliche Ursache für die Strukturen 3 und 4 im Augerspektrum wäre der Zerfall dieser Anregungen in den Endzustand $3p^6 3d^3 4s$ (3P).

Für die Anregungen $3p^6 3d^5 4s$ (7S) \rightarrow $3p^5 3d^6 4s$ sind die Zustände $^7F, ^7D, ^7P$ möglich. Die Anregungen $^7P, ^7D, ^7F$ können unter Emission eines Augerelektrons in die folgenden Endzustände zerfallen:

$$1) 3p^5 3d^6 4s \rightarrow 3p^6 3d^4 4s \quad (^6D) \quad \varepsilon p, \varepsilon f \quad E(^6D) = 8,3 \text{ eV}$$

$$2) 3p^5 3d^6 4s \rightarrow 3p^6 3d^5 \quad (^6S) \quad \varepsilon p, \varepsilon f \quad E(^6S) = 6,8 \text{ eV}$$

Das Hauptmaximum im 3p-Absorptionsspektrum (Linie 17) entsteht durch Anregung in den Zustand $3p^5 3d^6 4s$ (7P). Seine Energie liegt im Maximum bei $E(17) = 43,8 \text{ eV}$. Der angeregte Zustand zerfällt über 1) und 2) unter Emission eines Augerelektrons. Im Fall 1) handelt es sich um einen Super-Coster-Kronig Zerfall. Der Endzustand kann auch über eine Ionisation erreicht werden. Durch die Interferenz erwarten wir ein Fano Profil. Die Augerlinie sollte bei $E = E(17) - E(^6D) = 35,5 \text{ eV}$ liegen. Im Augerspektrum befindet sich bei dieser Energie die dominante Augerlinie 8. Nach Korrektur des Spektrums wurde ein Fano-Profil angepaßt (Bild 27). Für die Parameter ergaben sich die Werte: $q = 6,0$, $\Gamma = 0,47 \text{ eV}$, $E_0 = 44,2 \text{ eV}$. Bemerkenswert ist, daß die Augerlinie 1 bei Mn ($q = 3,3$) wesentlich asymmetrischer ist als die Augerlinie 8 bei Cr. ($q = 6$). Der Coster-Kronig Zerfall 2) liefert Augerelektronen mit einer kin. Energie $E = E(17) - E(^6S) = 37,0 \text{ eV}$ und verursacht die Augerlinie 9.

Die Linien 1-3 im 3p-Absorptionsspektrum lassen sich den Anregungen $3p^6 3d^5 4s$ (7S) \rightarrow $3p^5 3d^5 4s^2$ (7P) zuordnen. Ihre Energien liegen bei: $E(1) = 39,2 \text{ eV}$, $E(2) = 39,6 \text{ eV}$, $E(3) = 39,9 \text{ eV}$. Die Anregungen zerfallen auf folgende Weise:

$$1) 3p^5 3d^5 4s^2 \quad (^7P) \rightarrow 3p^6 3d^4 4s \quad (^6D) \quad \varepsilon p, \varepsilon f \quad E(^6D) = 8,3 \text{ eV}$$

$$2) 3p^5 3d^5 4s^2 \quad (^7P) \rightarrow 3p^6 3d^5 \quad (^6S) \quad \varepsilon p, \varepsilon f \quad E(^6S) = 6,8 \text{ eV}$$

Für die kin. Energien der Augerelektronen ergibt sich:

$$\text{Zerfälle in den Endzustand } (^6D): E_{k_1} = 30,9 \text{ eV}, E_{k_2} = 31,3 \text{ eV}, E_{k_3} = 31,6 \text{ eV}$$

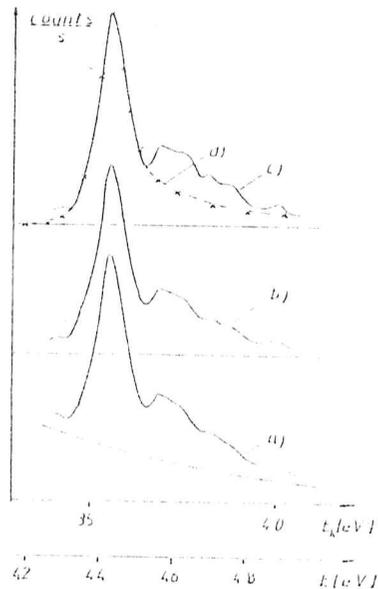
$$\text{Zerfälle in den Endzustand } (^6S): E_{k_1} = 32,4 \text{ eV}, E_{k_2} = 32,8 \text{ eV}, E_{k_3} = 33,1 \text{ eV}$$

Bei den Energien des Zerfalls 1) finden wir im Augerspektrum die Augerlinie 6 und bei den Energien des Zerfalls 2) finden wir die Augerlinie 7. Beide Linien überlappen sich. Bei der Linie 6 deutet sich eine 2 fache Struktur an, während die Linie 7 keine Strukturen

zeigt. Der Übergang $3d \rightarrow 3p$ sollte stärker sein als der Übergang $4s \rightarrow 3p$, da die Wellenfunktionen im ersten Fall sich besser überlappen. Das Höhenverhältnis von Linie 6 und Linie 7 bestätigt diese Vermutung. Weiterhin gibt es Endzustände mit der Multiplizität 6 (z.B. $3d^4 5s$ (6D)) die über shake up Prozesse erreichbar sind. Durch sie lassen sich die Strukturen im Bereich $E_k \approx 25-30$ eV des Augerspektrums erklären. Die Linien 18 - 78 im $3p$ -Absorptionsspektrum entstehen durch Anregungen in höhere $n1$ -Schalen: $3p^6 3d^3 4s \rightarrow 3p^5 3d^3 4s n1$. Sie können über den Super-Coster-Kronig Übergang $3p^5 3d^3 4s n1 \rightarrow 3p^4 3d^3 4s n1 \ell \ell'$ zerfallen. Die kin. Energie der Augerelektronen läßt sich lediglich abschätzen, da wir nur die Energie des Endzustandes $E(3d^3 4s^4 \ ^6P) = 13,3$ eV kennen. Wählen wir für die Anregungsenergie $E \approx 46$ eV, so erhalten wir für die obere Grenze $E_k \approx 33$ eV. Für die untere Grenze ist der Zustand $3d^3 4s$ (5P) mit $E(^5P) = 29,4$ eV verantwortlich und liefert ein $E_k \approx 17$ eV.

Bild 27: Korrigierte Augerlinie 1

- Kurve a: Stellt die durch eine Gerade geteilte Augerlinie 1 dar.
- Kurve b: Stellt die Kurve a nach Abzug des Untergrundes dar.
- Kurve c: Stellt die mit const E multiplizierte Kurve b dar.
- Kurve d: Angepaßtes Fano-Profil. $q = 0,0, I' = 0,47$ eV, $E_0 = 44,2$ eV.



Die Linien des Augerspektrums von Chrom

| Linie | kin. Energie [eV] | Entstanden durch den Zerfall der $3p$ -Anregung im Absorptionsspektrum | Endzustand | Übergang |
|-------|----------------------|---|---------------------------------------|--|
| 1 | 15,2 | Seriengrenze $E_7 = 46,4$ eV Zustand: $3p^5 3d^3 4s$ 6P | $3p^6 3d^3 4s$ 5P $E = 31,1$ eV | $3p^5 3d^3 4s$ $^6P \rightarrow 3p^6 3d^3 4s$ 5P $\epsilon p, \epsilon f$ |
| 2 | 16,8 | Seriengrenze $E_7 = 46,4$ eV Zustand: $3p^5 3d^3 4s$ 6P | $3p^6 3d^3 4s$ 5P $E = 29,5$ eV | $3p^5 3d^3 4s$ $^6P \rightarrow 3p^6 3d^3 4s$ 5P $\epsilon p, \epsilon f$ |
| 3 | 18,7 | Struktur 84 $E = 48,0$ eV | $3p^6 3d^3 4s$ 5P $E = 29,5$ eV | $\rightarrow 3p^4 3d^3 4s$ 5P $\epsilon \ell$ |
| 4 | 19,8 | Struktur 90 $E = 48,9$ eV | $3p^6 3d^3 4s$ 5P $E = 29,5$ eV | $\rightarrow 3p^6 3d^3 4s$ 5P $\epsilon \ell$ |
| 5 | 23,0 23,4 23,7 | Seriengrenze $E_7 = 46,4$ eV $E_2 = 46,7$ eV $E_3 = 47,1$ eV Zustand: $3p^5 3d^3 4s$ 6P | $3p^6 3d^4$ 5D $E = 23,3$ eV | $3p^5 3d^3 4s$ $^6P \rightarrow 3p^6 3d^4$ 5D $\epsilon p, \epsilon f$ |
| 6 | 31,3 | Linien 1-3 $E(0) = 39,2$ eV $E(\theta) = 39,6$ eV $E(\theta) = 39,9$ eV Zustand: $3p^5 3d^3 4s^2$ 2P | $3p^6 3d^3 4s$ 6D $E = 8,3$ eV | $3p^5 3d^3 4s^2$ $^2P \rightarrow 3p^6 3d^3 4s$ 6D $\epsilon p, \epsilon f$ |

| Linie | kin. Energie [eV] | Entstanden durch den Zerfall der 3p-Anregung im Absorptionsspektrum | Endzustand | Übergang |
|-------|-------------------|---|--|---|
| 7 | 32,4 | Linien 1-3 | $3p\ 3d\ ^3S$ $E = 6,8\ eV$ | $3p^5\ 3d^5\ 4s^2\ ^3P \rightarrow 3p^6\ 3d^5\ ^6S\ \epsilon p\ \epsilon f$ |
| 8 | 35,5 | Linie 17 $E = 43,8\ eV$ Zustand: $3p^5\ 3d^6\ 4s\ ^6P$ | $3p^6\ 3d^7\ 4s\ ^6D$ $E = 8,3\ eV$ | $3p^5\ 3d^6\ 4s\ ^6P \rightarrow 3p^6\ 3d^7\ 4s\ ^6D\ \epsilon p, \epsilon f$ |
| 9 | 36,8 | Linie 17 | $3p^6\ 3d^5\ ^6S$ $E = 6,8\ eV$ | $3p^5\ 3d^6\ 4s\ ^6P \rightarrow 3p^6\ 3d^5\ ^6S\ \epsilon p\ \epsilon f$ |

Die kin. Energien sind dem Augerspektrum entnommen und die Energien der Endzustände stammen aus den Tabellen von Sugar und Corliss.

Zusammenfassung

Nachdem die Funktionsfähigkeit der Elektronenkanone durch die Aufnahme des M_{45} NN Augerspektrums von Krypton nachgewiesen war, konnten die Augerspektren von Mangan und Chrom gemessen werden. Bei Mangan war das Messen mit einer Lavalldüse möglich, während bei Chrom die Lavalldüse ständig verstopfte und durch eine Blende ersetzt werden mußte. Trotz der hierdurch bedingten kleineren Zählraten war die Aufnahme des Augerspektrums von Chrom möglich. Die Identifizierung der Linien in den Augerspektren von Mn. und Cr. gelang mit Hilfe der 3p-Absorptionsspektren dieser Elemente und den Tabellen von Sugar und Corliss. Auffallend ist bei beiden Augerspektren, daß die Super-Coster-Kronig Übergänge von MnII und CrII im Vergleich zu den entsprechenden Coster-Kronig Übergängen schwächer sind. Ein unterschiedliches Verhalten in der Asymmetrie zeigen die durch die 3p \rightarrow 3d Anregung und den Super-Coster-Kronig Übergang entstandenen Augerlinien von Mn und Cr. Bei Mn. erhielten wir die Werte: $q = 3,3$ und $I' = 0,9\ eV$ und für Cr. die Werte: $q = 6,0$ und $I' = 0,47\ eV$.

Literaturverzeichnis

- 1) K.-G. Wagner, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1982
- 2) M. Wolf, Physik in unserer Zeit/12. Jahrgang 1981/Nr. 3
- 3) Bergmann und Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik Band II, III, IV
- 4) Electron Optics B. Paskowski Publishing Company Inc./New York
- 5) Elektrische Meßtechnik, Teubner Verlag (1973)
- 6) Elektrische Nachrichten Technik Band II, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik
- 7) Mourier Z-Dioden, Franzis-Druck GmbH München 2
- 8) private Mitteilungen von Dr. V. Schmidt, Universität Freiburg
- 9) Einführung in die theoretische Elektrotechnik, Springer Verlag 1965
- 10) M. Inokuti Reviews of Modern Physics Juli 1971
- 11) W. Eberhardt and G. Kalkoffen and C. Kunz Physical Letters 17.July 1978
- 12) Siegbahn, Verne und Bergmark, Amsterdam: North-Holland Publ. Co 1969
- 13) R. Bruhn, Dissertation, Universität Hamburg(1979)
- 14) Lo I Yin and Isidore Adler, Physical Review A Volumen 9, Number 3 March 1974
- 15) J. Vayrynen and S. Aksela, Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 23 (1981) 119-125
- 16) R. Bruhn, E. Schmidt, H. Schröder and B. Sonntag, II Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg und Deutsches Elektronen-Synchrotron Desy, 2000 Hamburg 52, Germany VUV Photoabsorption and Photoemission of Atomic Cr.
- 17) Bernd F. Sonntag, Atomic Spectroscopy with Synchrotron Desy SR-81/05 September 1981
- 18) R. Bruhn, E. Schmidt, H. Schröder and B. Sonntag, II Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg und Deutsches Elektronen-Synchrotron Desy, 2000 Hamburg 52, Germany VUV Photoabsorption and Photoemission of Atomic Mn.

- 19) B. Breuckmann, Dissertation, Universität Freiburg (1978)
- 20) Electronic and Ionic Impact Phenomena, Volumen I Oxford At The Clarendon Press 1969
- 21) C.E. Moore, Atomic Energy Levels, Vol. 11, National Bureau of Standards 467 (1952)
- 22) C. Corliss and J. Sugar, Energy Level Tables, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 6, No. 4, 1977
- 23) F. Gerken, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1979)
- 24) J.P. Connerade, M.A. Baig and G.H. Newsom, Proc. R.Soc.Lond. A 378,445-400(1981) Printed in Great Britain, The spectator electrons approximation in the 3d and 4s spectra of Cr I
- 25) By M.A. Baig, J.P. Connerade and G.H. Newsom, Proc. R. Soc. Lond. A 367,381-394 (1979) Printed in Great Britain, On the validity of the spectator electrons model in the 3d and 4s excitation spectra of Mn I.

Ich erkläre, daß ich diese Diplomarbeit selbstständig verfaßt und bei ihrer Anfertigung keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen verwendet habe.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der Forschungsgruppe F 41 am Deutschen Elektronen-Synchrotron Desy in Hamburg.

Mein aufrichtiger Dank gilt besonders Herrn Professor Dr. B. Sonntag, der durch viele Ratschläge und klärende Gespräche meine Arbeit in hohem Maße gefördert hat.

Herzlich danken möchte ich auch den Herren Dr. R. Bruhn, Dipl. Phys. M. Lübcke, Dipl. Phys. E. Schmidt und Dipl. Phys. H. Schröder, die mir durch kameradschaftliche Zusammenarbeit und stete Gesprächsbereitschaft in manchen schwierigen Situationen geholfen haben.

Außerdem danke ich Herrn Professor Dr. V. Schmidt von der Universität Freiburg für seine Anregungen.

