

Interner Bericht
DESY F41-73/11
November 1973

Bestimmung der absoluten Lichtintensität
am Austrittsspalt eines Monochromators für Synchrotronstrahlung
mit Hilfe einer Doppelionisationskammer

von

DESY-Bibliothek

7. FEB. 1974

Udo Backhaus

10

Bestimmung der absoluten Lichtintensität
am Austrittsspalt eines Monochromators für Synchrotronstrahlung
mit Hilfe einer Doppelionisationskammer

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
des
Fachbereichs Physik
der
Universität Hamburg

vorgelegt von

Udo Backhaus

1973

Inhalt

	Seite
A Einleitung	1
B Zur Theorie der Synchrotronstrahlung	4
C Abschätzung der Intensitäten	
C 1 Strahlführung und Monochromatoren	10
C 2 Berechnung der Intensitäten	12
C 2.1 Monochromator 1	
C 2.1.1 mit Aluminiumgitter und Vorspiegel aus Glas	13
C 2.1.2 mit kleinem Goldgitter und Vorspiegel aus Gold	15
C 2.2 Monochromator 2 mit kleinem Goldgitter und Vorspiegel aus Glas	16
C 3 Vergleich der Synchrotronstrahlung mit anderen Lichtquellen im VUV	17
D Die Doppelionisationskammer	18
E Messungen und Ergebnisse	
E 1 Wirkungsgrad des kleinen Goldgitters	25
E 2 Messung der Absorptionskoeffizienten der schweren Edelgase	27
E 2.1 Absorption der schweren Edelgase zwischen den Ionisierungsgrenzen $^2P_{3/2}$ und $^2P_{1/2}$	28
E 2.2 Messung der Absorptionskoeffizienten mit EMI - Photomultiplier und einem mit Natriumsalizylat beschichteten Fenster	29
E 2.3 Messung der Absorptionskoeffizienten mit der Doppelionisationskammer	30
E 2.4 Streulicht	31
E 2.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der Absorptionsmessungen	33

	Seite
E 3 Intensitätsmessungen	
E 3.1 Monochromator 1	
E 3.1.1 mit Aluminiumgitter und Vorspiegel aus Glas	35
E 3.1.2 mit großem Goldgitter und Glas- bzw. Goldvorspiegel	35
E 3.1.3 mit kleinem Goldgitter und Vorspiegel aus Gold	36
E 3.2 Monochromator 2 mit kleinem Goldgitter und Vorspiegel aus Glas	37
E 3.3 Fehlerdiskussion	38
E 3.4 Diskussion der Ergebnisse der Intensitäts- messungen	41
F Zusammenfassung	44
Literaturverzeichnis	45

A Einleitung
=====

Messungen der absoluten Intensität von Lichtquellen, z.B. in Zahl der Photonen pro Wellenlängenintervall und Zeiteinheit, sind in mehrerer Hinsicht bei spektroskopischen Arbeiten von Interesse. Neben Abschätzungen zur Durchführbarkeit von Experimenten und der dazu notwendigen Empfindlichkeit der Nachweiselektronik erlauben sie z.B. erst die Bestimmung absoluter Ausbeuten bei Sekundärprozessen wie Photoemission, Lumineszenz und Massenspektrometrie.

Um die absolute Intensität von elektromagnetischer Strahlung irgendeiner Wellenlänge messen zu können, braucht man einen Detektor, dessen Ansprechverhalten auf Strahlung in absoluten Einheiten bekannt ist. Dieser Detektor muß entweder mit einer Lichtquelle bekannter Intensität geeicht sein, oder er muß ein absoluter Detektor sein, dessen Verhalten streng berechenbar ist. Ein Kalorimeter wäre ein solcher absoluter Detektor. Seine Empfindlichkeit ist jedoch für die üblichen Lichtintensitäten zu klein. Thermische Detektoren, die Wärmeenergie in elektrische Energie umwandeln, wie z.B. Thermosäulen, sind dagegen viel empfindlicher. Thermosäulen sind zwar keine absoluten Detektoren - sie müssen gegen eine Standardlichtquelle geeicht werden -, bieten aber den Vorteil, daß ihre Empfindlichkeit über den gesamten Wellenlängenbereich vom weichen Röntgengebiet bis ins Infrarote unabhängig von der Wellenlänge ist, eine Eichung also mit sichtbarem Licht erfolgen kann.

Die Intensität der meisten Lichtquellen, die im Bereich des Vakuumultraviolett (VUV) eingesetzt werden können, ist viel geringer als die im Sichtbaren üblichen Intensitäten. Hinzu kommt, daß in optischen Strahlengängen durch die häufig niedrige Reflektivität von Spiegeln und Beugungsgittern, den wesentlichen Elementen von Monochromatoren, in diesem Spektralbereich noch ein erheblicher Anteil der Intensität

verlorengeht. Deshalb sind Absolutmessungen im VUV mit Thermosäulen schwierig.

Basierend auf der Photoionisation von Edelgasen kann jedoch für diesen Wellenlängenbereich ein hinreichend empfindlicher absoluter Detektor konstruiert werden. Über ein bestimmtes Wellenlängenintervall entsteht genau ein Photoelektron pro im Gas absorbiertem Photon (siehe Abschnitt D). Deshalb ist die Bestimmung der einfallenden Intensität durch Messung von Photoionenströmen möglich. Die langwellige Grenze für die Benutzung von Ionisationskammern als absolute Detektoren ist 1022 \AA ($\hat{=} 12,1 \text{ eV}$), die Ionisationsgrenze des Xenons; bei Benutzung von Helium ist die kurzwellige Grenze etwa 250 \AA ($\hat{=} 49,6 \text{ eV}$). Bei noch kürzeren Wellenlängen haben die Photoelektronen genügend Energie, um Sekundärionisation zu verursachen. Die Doppelionisationskammer stellt heute den geeignetsten Detektor im VUV dar.

In dieser Arbeit werden zum ersten Mal Messungen der absoluten Intensität der monochromatisierten Synchrotronstrahlung des Deutschen Elektronensynchrotrons (DESY) im VUV vorgelegt. Sie ermöglichen erstmals quantitative Angaben z.B. der Photoausbeute von Festkörpern und Gasen. Bisher wurde z.B. zur Bestimmung der absoluten Photoausbeute der Kaliumhalogenide im VUV eine gealterte Aluminium - Aufdampfschicht (maximale Quantenausbeute 16 %) als Standard benutzt¹. Die so erhaltenen Werte waren schlecht reproduzierbar (Fehler: etwa 50 %). Auch die Verwendung einer Goldschicht als Standard ergab keine besseren Ergebnisse. Natriumsalizylat hat über den Bereich von etwa 300 \AA ($\approx 41 \text{ eV}$) bis 1200 \AA ($\approx 10 \text{ eV}$) eine nahezu konstante relative Quantenausbeute². Eine Benutzung von Natriumsalizylat als Standard ist jedoch nicht sinnvoll, da die absolute Quantenausbeute stark von den Herstellungsbedingungen (insbesondere der Dicke) und dem Alter der Schicht abhängt^{2,3}.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Doppelionisationskammer nach Samson² (McPherson Modell 685) beschrieben (Abschnitt E). Sie wurde für den Einsatz als absoluter Detektor an zwei Mono-

chromatoren für Synchrotronstrahlung mit senkrechtem Einfall für Photonenenergien bis etwa 40 eV angepaßt und ihre Funktionen getestet. Die gemessenen Intensitäten werden mit den aus der Theorie der Synchrotronstrahlung (siehe Abschnitt E) berechneten Werten, unter Berücksichtigung der Reflektivitäten der benutzten Spiegel und der Wirkungsgrade der Beugungsgitter, verglichen.

B Zur Theorie der Synchrotronstrahlung
 =====

In den folgenden Abschnitten werden die experimentellen Ergebnisse mit Abschätzungen verglichen, die auf der Theorie der Synchrotronstrahlung beruhen. Für ein besseres Verständnis werden deshalb diese Theorie kurz skizziert und die wichtigsten Eigenschaften der Strahlung zusammengestellt. Da eine detaillierte Darstellung der Theorie über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen würde, sei für die Einzelheiten der Rechnung und der Argumentation auf die Arbeit von Schwinger⁴ und auf das Buch von Jackson⁵ verwiesen.

Der Vierer-Vektor des Potentials $A_\mu = (\underline{A}, i\Phi)$ und der Strom-Ladungs-Vierer-Vektor $J_\mu = (\underline{j}, ic\rho)$ erfüllen die Wellengleichung

$$\square^2 A_\mu = -\frac{4\pi}{c} J_\mu \quad (1)$$

Die Lösung für eine lokalisierte Strom- und Ladungsverteilung ohne begrenzende Flächen ist

$$A_\mu(\underline{x}, t) = \frac{1}{c} \iint \frac{J_\mu(\underline{x}', t')}{R} \delta(t' + \frac{R}{c} - t) d^3x' dt'; \quad R := |\underline{x} - \underline{x}'| \quad (2)$$

Für eine bewegte Punktladung folgt daraus wegen

$$J_\mu(\underline{x}, t) = ec \beta_\mu \delta(\underline{x} - \underline{r}(t)); \quad \beta_\mu := (\beta, i) \quad (3)$$

wobei $\underline{r}(t)$ die Bahn der Punktladung ist,

$$A_\mu(\underline{x}, t) = e \int \frac{\beta_\mu(t')}{R(t')} \delta(t' + \frac{R(t')}{c} - t) dt' \quad (4)$$

und damit nach einiger Rechnung unter der Annahme $|\underline{x}| \gg |\underline{r}(t)|$

$$\begin{aligned} \underline{E}(\underline{x}, t) &= -\nabla\Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} \\ &= e \left[\frac{(\underline{n} - \beta)(1 - \beta^2)}{\varkappa^3 R^2} \right]_{\text{ret}} + \frac{e}{c} \left[\frac{\underline{n}}{\varkappa^3 R} \times \{(\underline{n} - \beta) \times \dot{\beta}\} \right]_{\text{ret}} =: \underline{E}_v + \underline{E}_b \end{aligned} \quad (5)$$

wo $\underline{n} := \frac{\underline{x} - \underline{x}'}{|\underline{x} - \underline{x}'|}$ und $\varkappa := 1 + \frac{1}{c} \frac{dR}{dt} = 1 - \underline{n} \cdot \beta$ (6)

Der Index "ret" bedeutet, daß der Ausdruck in der Klammer zur Zeit $t' = t - [R(t')/c]$ (der retardierten Zeit) berechnet werden muß.

Der momentane Energiefluß ist gegeben durch

$$\underline{S} = \frac{c}{4\pi} \underline{E} \times \underline{B} = \frac{c}{4\pi} \underline{E} \times (\underline{n} \times \underline{E}) = \frac{c}{4\pi} |\underline{E}_b|^2 \underline{n} \quad (7)$$

$$(\underline{S} \cdot \underline{n})_{ret} = \frac{e^2}{4\pi c} \left[\frac{1}{R^2} |\underline{n} \times \{(\underline{n} - \underline{\beta}) \times \dot{\underline{\beta}}\}|^2 \right]_{ret} \quad (8)$$

In (8) ist $(\underline{S} \cdot \underline{n})_{ret}$ die Energie pro Fläche und Zeit, die am Beobachtungspunkt zur Zeit t gemessen wird, die aber zu der Strahlung gehört, die die Ladung zur Zeit $t' = t - [R(t')/c]$ ausgesendet hat. Für die Energie, die in der Zeit zwischen $t' = T_1$ und $t' = T_2$ ausgesendet wurde, gilt

$$W = \int_{t=T_1+[R(T_1)/c]}^{t=T_2+[R(T_2)/c]} (\underline{S} \cdot \underline{n})_{ret} dt = \int_{T_1}^{T_2} (\underline{S} \cdot \underline{n}) \cdot \varkappa dt'$$

Die entscheidende Größe ist also $(\underline{S} \cdot \underline{n}) \varkappa$. Deshalb wird die Leistung pro Winkleinheit definiert als

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = R^2 (\underline{S} \cdot \underline{n}) \cdot \varkappa = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{|\underline{n} \times \{(\underline{n} - \underline{\beta}) \times \dot{\underline{\beta}}\}|^2}{(1 - \underline{n} \cdot \underline{\beta})^5} \quad (9)$$

Für eine Ladung, die nur in einer kurzen Zeit beschleunigt wird, in der $\underline{\beta}$ und $\dot{\underline{\beta}}$ ungefähr konstant sind, und einen Beobachtungspunkt, der so weit von der Ladung entfernt ist, daß sich \underline{n} und R während dieser Zeit nicht ändern, ist (9) proportional zur Energie pro Einheitswinkel und Zeiteinheit.

Abb. 1 zeigt das geeignete Koordinatensystem für den Fall einer Kreisbewegung ($\underline{\beta} \perp \dot{\underline{\beta}}$).

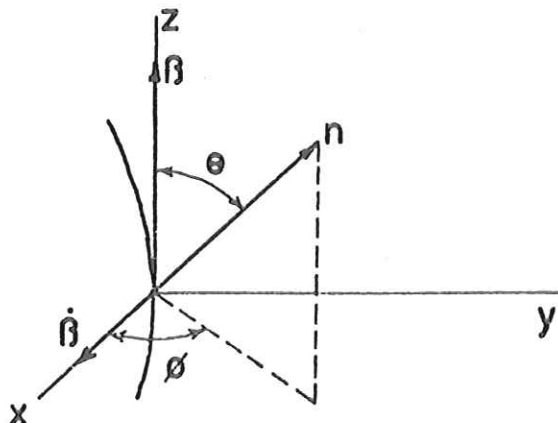


Abb. 1

Damit wird aus (9)

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{\beta}^2}{4\pi c} \frac{1}{(1-\beta \cos\theta)^3} \left[1 - \frac{\sin^2\theta \cos^2\phi}{\gamma^2 (1-\beta \cos\theta)^2} \right] \quad (10)$$

Nach (10) ist die Energie im Wesentlichen kegelförmig um die Bewegungsrichtung der Ladung verteilt. Im relativistischen Grenzfall gilt

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \simeq \frac{1}{\gamma} \quad ; \quad \gamma := (1-\beta^2)^{-1/2} \quad (11)$$

Ist R der Radius der Kreisbahn, so wird das Teilchen den Beobachter nur in einem Zeitintervall

$$\Delta t' = \frac{R}{c\gamma}$$

beleuchten, ausgedrückt in seiner Eigenzeit. Der Beobachter sieht jedoch ein Zeitintervall

$$\Delta t \sim \left\langle \frac{dt}{dt'} \right\rangle \Delta t' = \langle \alpha \rangle \Delta t' = \langle 1-\beta \rangle \Delta t' \sim \frac{1}{\gamma^2} \Delta t' = \frac{1}{\gamma^3} \frac{R}{c}$$

Die Fouriertransformierte eines solchen unperiodischen Signals ist kontinuierlich mit Frequenzen bis in die Größenordnung einer kritischen Frequenz

$$\omega_c = \frac{1}{\Delta t} \sim \left(\frac{c}{R} \right) \gamma^3 \quad (12)$$

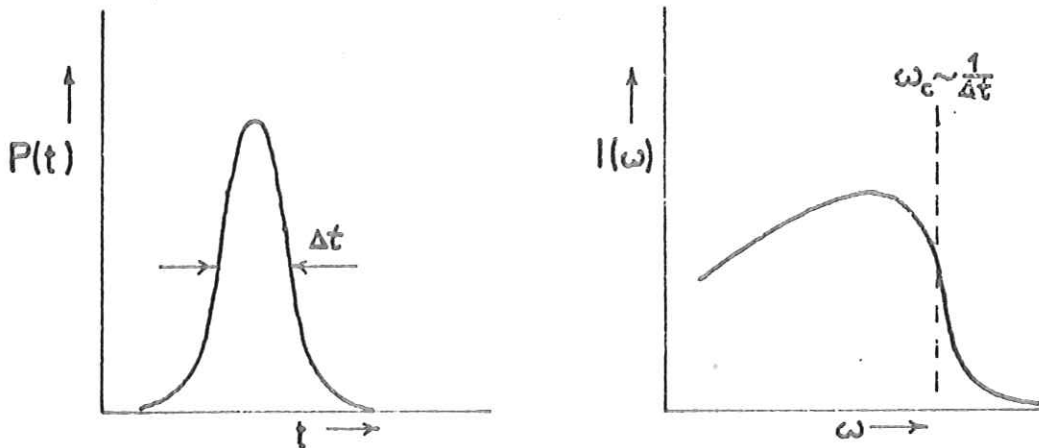


Abb.

Abb. 2 zeigt, daß ein relativistisches Teilchen ein breites kontinuierliches Spektrum mit Frequenzen bis zur γ^3 -fachen Fundamentalfrequenz $\omega_0 = c/R$ emittiert.

Um zu quantitativen Aussagen zu kommen, wird die Fouriertransformation durchgeführt. Aus (7) folgt:

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = |\underline{H}(t)|^2 \quad (13) \quad \text{mit} \quad \underline{H}(t) := \left(\frac{c}{4\pi}\right)^{1/2} [R \underline{E}_b]_{ret} \quad (14)$$

wobei \underline{E}_b durch (5) gegeben ist. Da die Verteilung bzgl. der Frequenzen interessiert, die tatsächlich gemessen werden, ist hier anders als in (9) die Leistung in der Zeit des Beobachters ausgedrückt. Mit

$$\underline{H}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{H}(t) e^{i\omega t} dt \quad \text{und} \quad \underline{H}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{H}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

folgt aus (13)

$$\frac{dW}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} |\underline{H}(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |\underline{H}(\omega)|^2 d\omega =: \int_0^{\infty} \frac{dI(\omega)}{d\Omega} d\omega$$

Dabei ist

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} := |\underline{H}(\omega)|^2 + |\underline{H}(-\omega)|^2$$

die Strahlungsenergie pro Einheitswinkel und Frequenzintervall. Da $\underline{A}(t)$ reell ist, gilt $\underline{A}(-\omega) = \underline{A}^*(\omega)$ und damit

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = 2 |\underline{H}(\omega)|^2 \quad (15)$$

Nach (5) und (14) ist

$$\underline{H}(\omega) = \left(\frac{e^2}{8\pi^2 c}\right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(t'+[R(t')/c])} \frac{\underline{n} \times [(\underline{n}-\underline{\beta}) \times \underline{\dot{\beta}}]}{r^2} dt'$$

Mit (15) folgt dann nach einiger Rechnung

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \underline{n} \times (\underline{n} \times \underline{\dot{\beta}}) e^{i\omega(t-[R(t)/c])} dt \right|^2 \quad (16)$$

Da die Dauer des Pulses $\Delta t' \sim \frac{R}{\gamma c}$ sehr klein ist, müssen $\underline{\beta}$ und $\underline{r}(t)$ nur auf einem kleinen Teil der Bahn bekannt sein, dessen Tangente zum Beobachtungspunkt zeigt. Abb. 3 zeigt das geeignete Koordinatensystem:

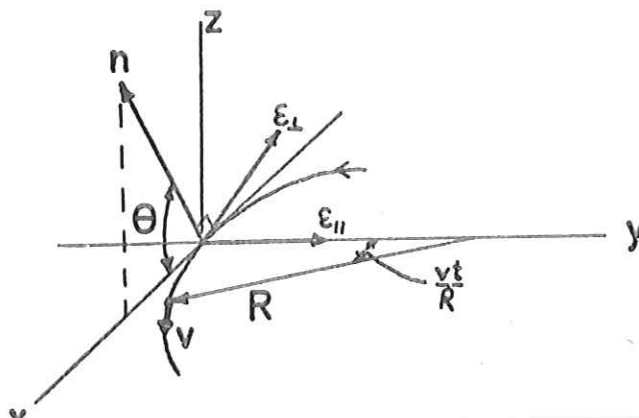


Abb. 3

Wenn sich das Teilchen zur Zeit $t = 0$ im Ursprung befindet, sind wegen (11) nur für sehr kleine θ und vt/R die Intensitäten meßbar. Ist $\underline{\xi}_\parallel$ der Einheitsvektor in y -Richtung und $\underline{\xi}_\perp := \underline{n} \times \underline{\xi}_\parallel$, dann kann durch Entwicklung der auftretenden Winkelfunktionen gezeigt werden, daß gilt:

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c} \left| -\underline{\xi}_\parallel H_\parallel(\omega) + \underline{\xi}_\perp H_\perp(\omega) \right|^2 \quad (17)$$

wobei

$$H_\parallel(\omega) \approx \frac{c}{R} \int_{-\infty}^{\infty} t \exp \left\{ i \frac{\omega}{2} \left[\left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right) t + \frac{c^2 t^3}{3R^2} \right] \right\} dt$$

$$H_\perp(\omega) \approx \theta \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ i \frac{\omega}{2} \left[\left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right) t + \frac{c^2 t^3}{3R^2} \right] \right\} dt$$

Ein Wechsel der Variablen auf

$$x := \frac{ct}{R \left(1/\gamma^2 + \theta^2 \right)^{1/2}}$$

und Einführung des Parameters

$$\xi := \frac{\omega R}{3c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{3/2}$$

führen auf

$$H_\parallel(\omega) = \frac{R}{c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right) \int_{-\infty}^{\infty} x \exp \left[i \frac{3}{2} \xi \left(x + \frac{x^3}{3} \right) \right] dx$$

$$H_\perp(\omega) = \frac{R}{c} \theta \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[i \frac{3}{2} \xi \left(x + \frac{x^3}{3} \right) \right] dx$$

Die auftretenden Integrale sind Airy - Integrale oder modifizierte Besselfunktionen 2. Art⁵:

$$\int_{-\infty}^{\infty} x \sin \left[\frac{3}{2} \xi \left(x + \frac{x^3}{3} \right) \right] dx = \frac{1}{\sqrt{3}} K_{2/3}(\xi)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \cos \left[\frac{3}{2} \xi \left(x + \frac{x^3}{3} \right) \right] dx = \frac{1}{\sqrt{3}} K_{1/3}(\xi)$$

Damit erhält man insgesamt für die Energie, die ein einzelnes Elektron bei einem einmaligen Umlauf auf der Kreisbahn pro Raumwinkeleinheit und Frequenzintervall abstrahlt:

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{(1/\gamma^2) + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (18)$$

Für einen Umlauf benötigt das Elektron etwa die Zeit $2\pi R/c$. Wegen $\omega = 2\pi c/\lambda$ und $d/d\lambda = 2\pi c/\lambda^2 \cdot (d/d\omega)$ ist dann

$$P(\lambda, \theta, E) := 2\pi \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{c}{2\pi R} \frac{\lambda}{hc} \frac{dI(\omega)}{d\Omega}$$
$$= \frac{8}{3} \frac{\pi e^2}{h} \frac{R}{\lambda^3} \gamma^{-4} (1 + \gamma^2 \theta^2)^2 \left[K_{2/3}^2 \left(\frac{\xi}{\gamma} \right) + \frac{\gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} K_{1/3}^2 \left(\frac{\xi}{\gamma} \right) \right] \quad (19)$$

die Intensität, in Zahl der Photonen pro Wellenlängen- und Zeiteinheit, die ein Elektron pro Winkeleinheit - gemessen senkrecht zur Synchrotronebene - auf dem gesamten Umlauf auf der Kreisbahn abstrahlt.

Die Ableitung zeigt, daß der erste Summand in der eckigen Klammer von (19) der Strahlung entspricht, die parallel zur Synchrotronebene polarisiert ist, und der zweite Summand der senkrecht dazu polarisierten Strahlung.

Synchrotronstrahlung ist elliptisch polarisiert. Eine genauere Untersuchung zeigt eine hohe Polarisation parallel zur Synchrotronebene, die für $\theta = 0$ sogar vollständig ist. Weiter zeigt sich mit zunehmender Energie der Strahlung eine immer stärkere Konzentration der Intensität auf $\theta = 0$. Haensel und Kunz⁶ und Godwin⁷ haben die Eigenschaften der Synchrotronstrahlung speziell für DESY im Röntgengebiet ausführlich diskutiert. Die Arbeiten enthalten außerdem umfangreiche Literaturverzeichnisse.

C Abschätzung der Intensitäten

=====

C 1 Strahlführung und Monochromatoren

Die Messungen wurden am Deutschen Elektronensynchrotron in Hamburg durchgeführt. Abb. 4 zeigt die dort benutzte Strahlführung. Das von den Elektronen auf der Kreisbahn mit einem Radius von 31,7m in Bewegungsrichtung abgestrahlte Licht gelangt durch etwa 40 m lange Strahlrohre zu den Monochromatoren. Die Strahlrohre sind bis auf etwa 10^{-6} torr evakuiert, da Luft für Wellenlängen kleiner als 2000 \AA undurchlässig ist. Im Abstand von ungefähr 20 m vom Tangentialpunkt kann eine Hälfte des Strahles mit einem ebenen Vorspiegel (VS 1), der nahezu streifend getroffen wird, nach oben abgelenkt werden, so daß auf zwei übereinander liegenden Experimentierflächen gemessen werden kann. Ist dieser Spiegel aus dem Strahl hinausgefahren, trifft dieselbe Strahlhälfte weiter hinten unter fast streifendem Einfall auf einen zweiten ebenen Vorspiegel (VS 2) und wird horizontal aus dem Strahl abgelenkt. Dadurch kann auf der unteren Experimentierfläche an zwei Strahlen gemessen werden.

Benutzt wurden zwei Gittermonochromatoren, die das Licht in einem tangentialen Abstand von der Elektronenbahn von 40 m spektral zerlegen. Der eine von ihnen, Monochromator 1, steht im nach oben abgelenkten Strahl, der andere, Monochromator 2, im abgelenkten Strahl der unteren Experimentierfläche. Beide arbeiten bei nahezu senkrechtem Einfall des Lichtes auf das Gitter ohne Eintrittsspalt in einer modifizierten Wadsworth-Montierung⁸. Wegen der Einzelheiten der Monochromatoren sei verwiesen auf die Doktorarbeiten von Skibowski⁹ (Monochromator 2) und Koch¹⁰ (Monochromator 1). Details der experimentellen Anordnung werden in Abschnitt E 2 beschrieben.

Die Monochromatoren unterscheiden sich, bei gleichem prinzipiellem Aufbau, in folgenden Einzelheiten:

- a) Bei Monochromator 1 steht die Dispersionssebene des Gitters senkrecht auf der Synchrotronebene, der Austrittsspalt ist

DK = DOPPEL IONISATIONS KAMMER
 EB = ELEKTRONENBAHN
 M = MONOCHROMATOR
 V = VENTIL
 VS = VORSPIEGEL

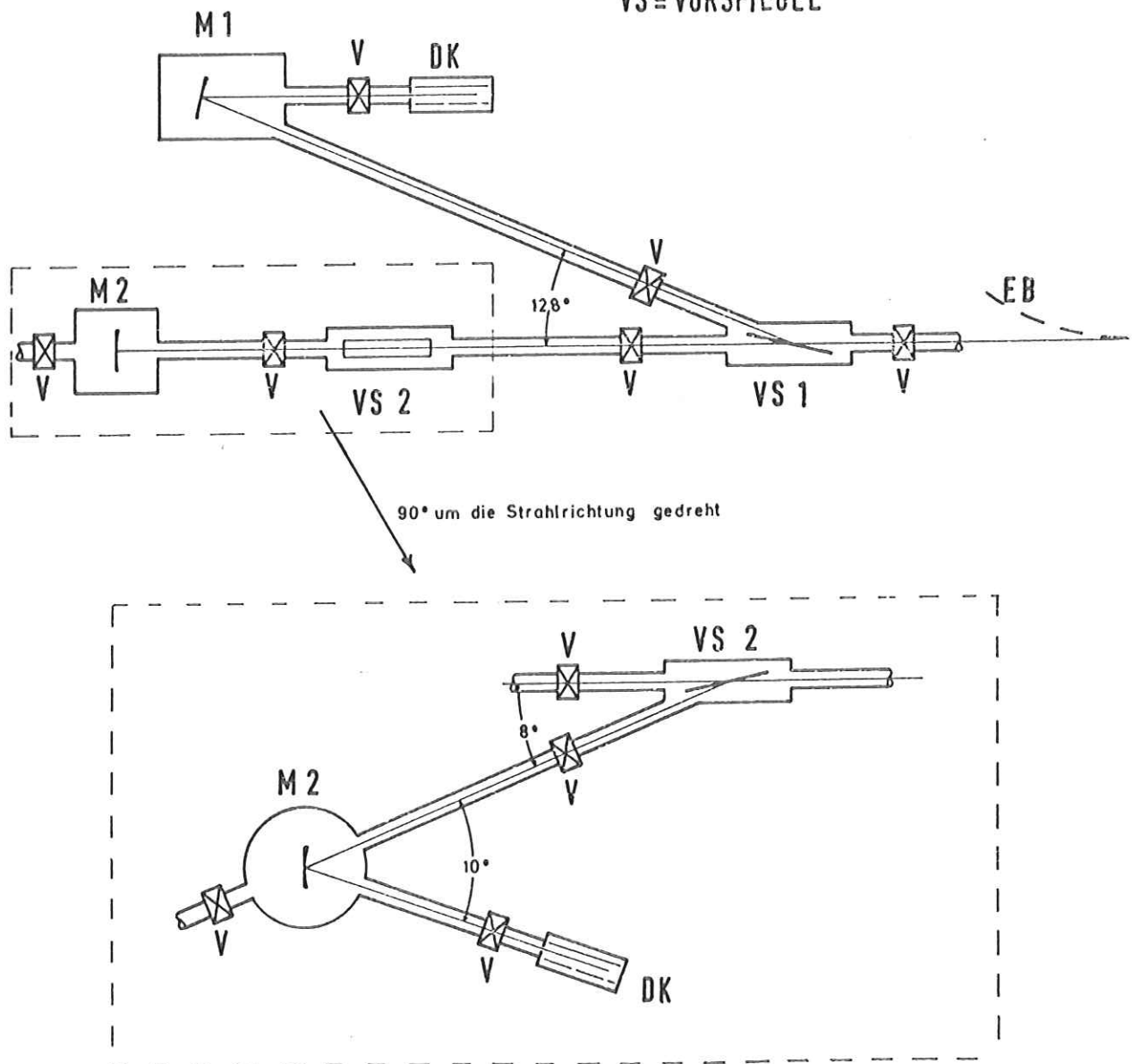


Abb. 4 Strahlführung

parallel zu ihr. Bei Monochromator 2 ist die Synchrotronebene die Dispersionsebene, der Austrittsspalt ist senkrecht dazu. Durch Synchrotron- und Betatronschwingungen wird der Elektronenstrahl im Synchrotron aufgeweitet. Dadurch ist die Ausdehnung der Lichtquelle in horizontaler Richtung größer als senkrecht dazu (bei ungünstigen Betriebsbedingungen bis zu 10mal so groß). Deshalb kann durch eine senkrechte Dispersionsebene eine größere Auflösung erreicht werden.

- b) Bei VS 1 hat man eine Einfallsebene senkrecht zur Synchrotronebene, bei VS 2 eine Einfallsebene parallel dazu. Die Einfallswinkel gegen die Spiegelnormale betragen $83,6^\circ$ bei VS 1 und 86° bei VS 2. Synchrotronstrahlung ist parallel zur Synchrotronebene stark polarisiert, bei Monochromator 1 also an Vorspiegel und Gitter senkrecht zur Einfallsebene, so daß er durch die beiden s - Reflektionen gegenüber Monochromator 2 intensitätsmäßig begünstigt sein sollte.

Bei den Messungen wurden drei verschiedene Konkavgitter der Firma Bausch & Lomb benutzt, deren wichtigste Daten in Tabelle 1 zusammengestellt sind.

	Gitter 1	Gitter 2	Gitter 3
Oberflächenmaterial	Al+MgF ₂	Gold	Gold
Radius	2217,6 mm	1999,5 mm	2217,6 mm
geritzte Fläche	30x52 mm	75x102 mm	30x52 mm
Striche pro mm	600	2400	1200
Blaze 1. Ordnung	1200 Å	304 Å	600 Å
Lineardispersion	14 Å/mm	3.5 Å/mm	7 Å/mm
Für Messungen benutzt im Bereich	600-1100 Å	400-1000 Å	400-1000 Å

Tabelle 1: Daten der verwendeten Gitter

C 2 Berechnung der Intensitäten

Die Intensität I am Austrittsspalt eines Monochromators ergibt sich aus

$$I = I_0 \cdot R \cdot W \quad (20)$$

Dabei ist R die Reflektivität des Vorspiegels, $I_0 \cdot R$ die auf das Gitter treffende Intensität und W der Wirkungsgrad des Gitters. Die Gesamtzahl $I_0(\lambda)$ der Photonen, die in 1 sec pro \AA auf ein Gitter im nicht abgelenkten Strahl fallen würde, ist bei $\nu = 50$ Pulsen pro Sekunde und M Elektronen pro Puls

$$I_0(\lambda) = N(\lambda) \cdot \nu \cdot M \quad (21)$$

Bei DESY entspricht einem Strahlstrom von 30 mA im Synchrotron (gemittelt über die Beschleunigungsdauer) $M = 1,974 \cdot 10^{11}$ Elektronen pro Puls.

Zur Berechnung der spektralen Verteilung $N(\lambda)$, gemessen in Zahl der Photonen pro \AA und Elektron, der Lichtintensität, die auf ein Gitter im direkten Strahl fällt, muß $P(\lambda, \theta, E)$ aus Gleichung (19) über den vom Gitter erfaßten Winkelbereich und über die gesamte Beschleunigungsdauer des Elektrons, d.h. die Zeit, die es im Ring umläuft, integriert werden:

$$N(\lambda) = 0,63 g \int_{\theta_0}^{\theta_0} \int_{\theta_0}^{\theta_0} P(\lambda, \theta, E(t)) d\theta dt ; E = \gamma m_0 c^2 \quad (22)$$

Bei DESY ist $T = 10$ msec und $E(t) = E_{\min} + (E_{\max} - E_{\min}) \sin^2(\pi t / 2T)$. Der Faktor g gibt an, daß das Gitter in azimuthaler Richtung nur den g -ten Teil des gesamten Umfanges $2\pi R$ erfaßt. Der Faktor 0,63 berücksichtigt, daß sich das Elektron während der Beschleunigungszeit von 10 msec nur 6,3 msec im Magnetfeld befindet und strahlt.

$I_0(\lambda)$ wurde numerisch mit einem Programm von Klucker¹¹ auf der Rechenanlage IBM 360/75 bei DESY berechnet. Abb. 5 zeigt das Ergebnis für verschiedene Energien und Geometrien, Abb. 6 die Intensität für andere Parameter, gemessen in Phot/sec.eV und aufgetragen über der Energie.

Die Reflektivitäten der benutzten Vorspiegel wurden nach den

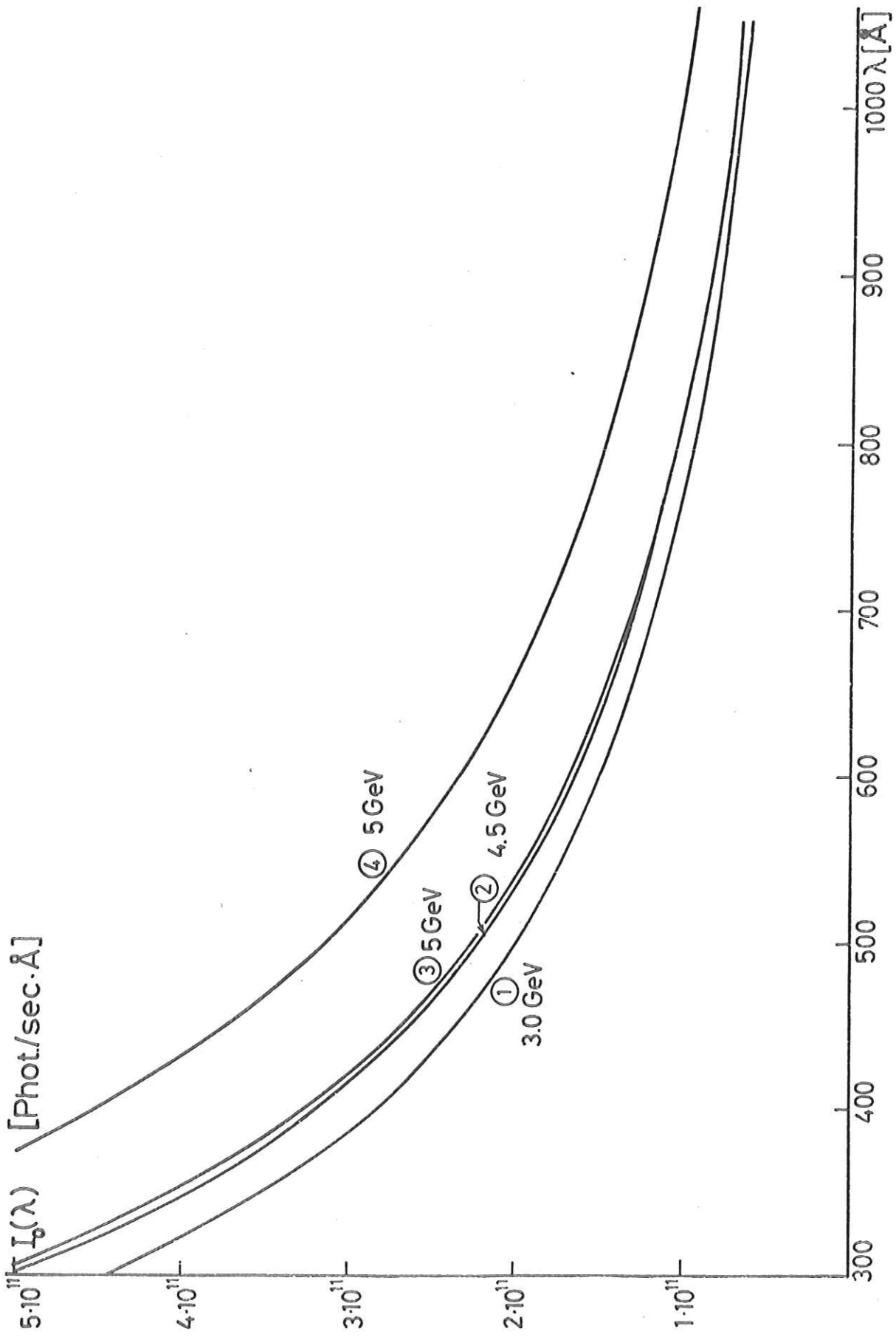


Abb. 5 Spektralverteilung $I_0(\lambda)$ der bei einem Strom im Synchrotron von 30 mA auf ein Gitter fallenden Synchrotronstrahlung, $\xi = 1,19 \cdot 10^{-4}$; 4) $\Theta_0 = 0,375 \text{ mrad}$, $g = 1,31 \cdot 10^{-4}$
 1) - 3) $\Theta_0 = 0,33 \text{ mrad}$, $\xi = 1,19 \cdot 10^{-4}$

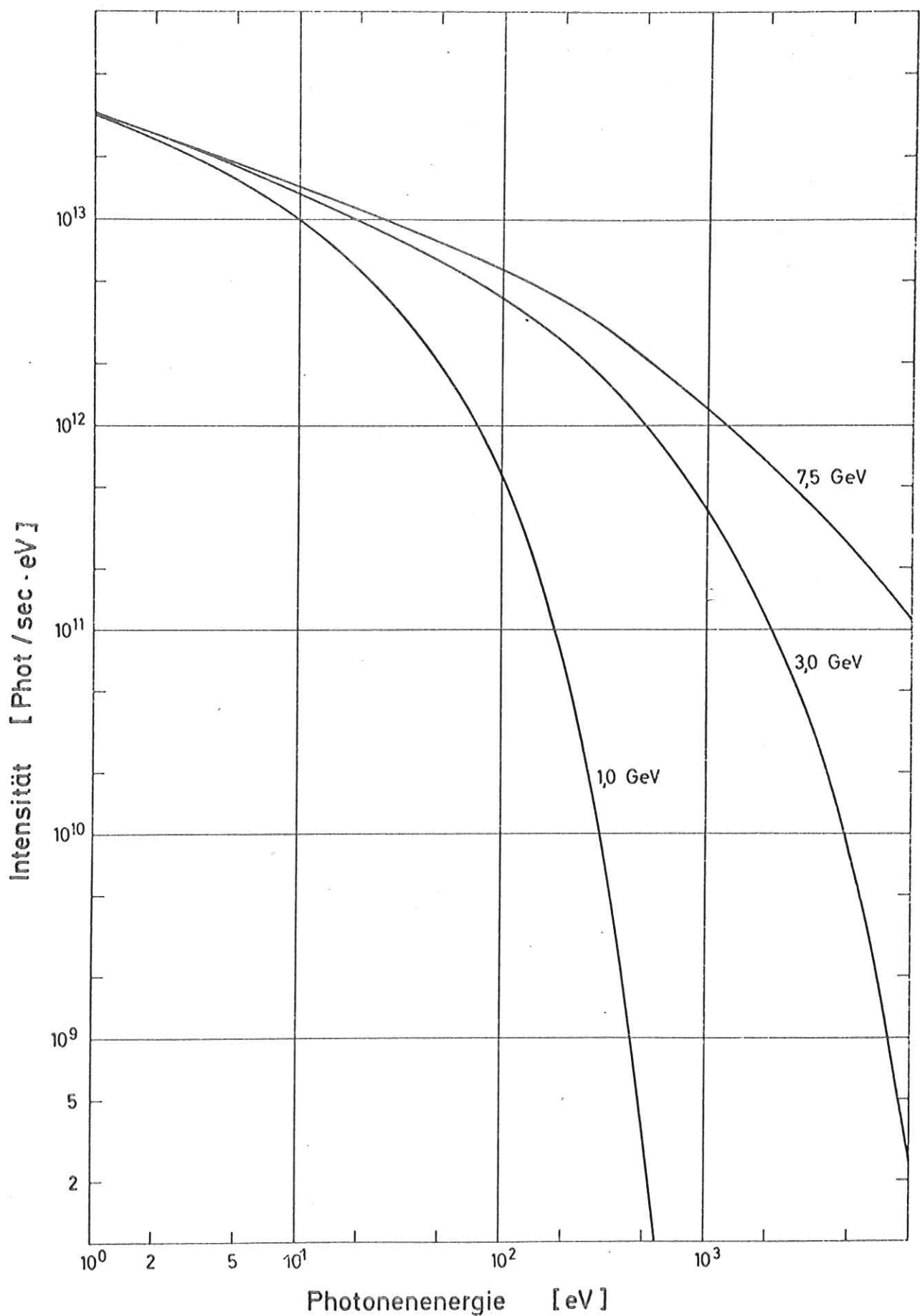


Abb. 6 Spektralverteilung $I_0(E)$ der bei einem Strom im Synchrotron von 30 mA auf ein 30x30 mm großes Gitter fallenden Synchrotronstrahlung ($\theta_0 = 0,375$ mrad, $g = 1,19 \cdot 10^{-4}$)

Fresnelschen Formeln¹² aus den optischen Konstanten von Glas und Gold berechnet, die von Platzöder¹³ mit Reflektionsmessungen bestimmt wurden. Abb. 7 zeigt die so gewonnenen Reflektivitäten von Glas in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ϕ für $\lambda = 600 \text{ \AA}$ und $\lambda = 900 \text{ \AA}$, Abb. 8 die entsprechenden Werte für Gold. Die Gesamtreflektivität ergibt sich dann aus

$$R = \frac{1}{2} [R_p(1+p) + R_s(1-p)] \quad (23)$$

Dabei ist p der Polarisationsgrad der einfallenden Strahlung:

$$p = \frac{I_p - I_s}{I_p + I_s} \quad (24)$$

Gemessen wurde an den beiden Monochromatoren 1 und 2 mit den Gittern 1, 2 und 3, mit goldbedampften Vorspiegeln und mit Vorspiegeln aus Glas und zwar in den folgenden Kombinationen:

Monochromator	Gitter	Vorspiegel
1	1	Glas
1	2	Glas
1	2	Gold
1	3	Gold
2	3	Glas

Gitter 2 wird seit mehreren Jahren benutzt und zeigt bereits deutlich Strahlungsschäden und Verstaubung auf der Oberfläche. Aus früheren Messungen ist bekannt, daß sich der Wirkungsgrad dadurch schon stark erniedrigt hat. Deshalb wurde auf einen Vergleich der Messungen mit einer Abschätzung verzichtet. Für die anderen Kombinationen wird im Folgenden die Intensität hinter dem Austrittsspalt des Monochromators abgeschätzt, um einen solchen Vergleich zu ermöglichen.

C 2.1 Monochromator 1

C 2.1.1 mit Aluminiumgitter und Vorspiegel aus Glas

Die auf dem Gitter ausgeleuchtete Fläche kann direkt beobachtet und genau ausgemessen werden. Sie hatte, begrenzt durch die Breite der geritzten Fläche, parallel zur Synchrotronebene eine Ausdehnung von 30 mm und senkrecht dazu eine von 26,4 mm.

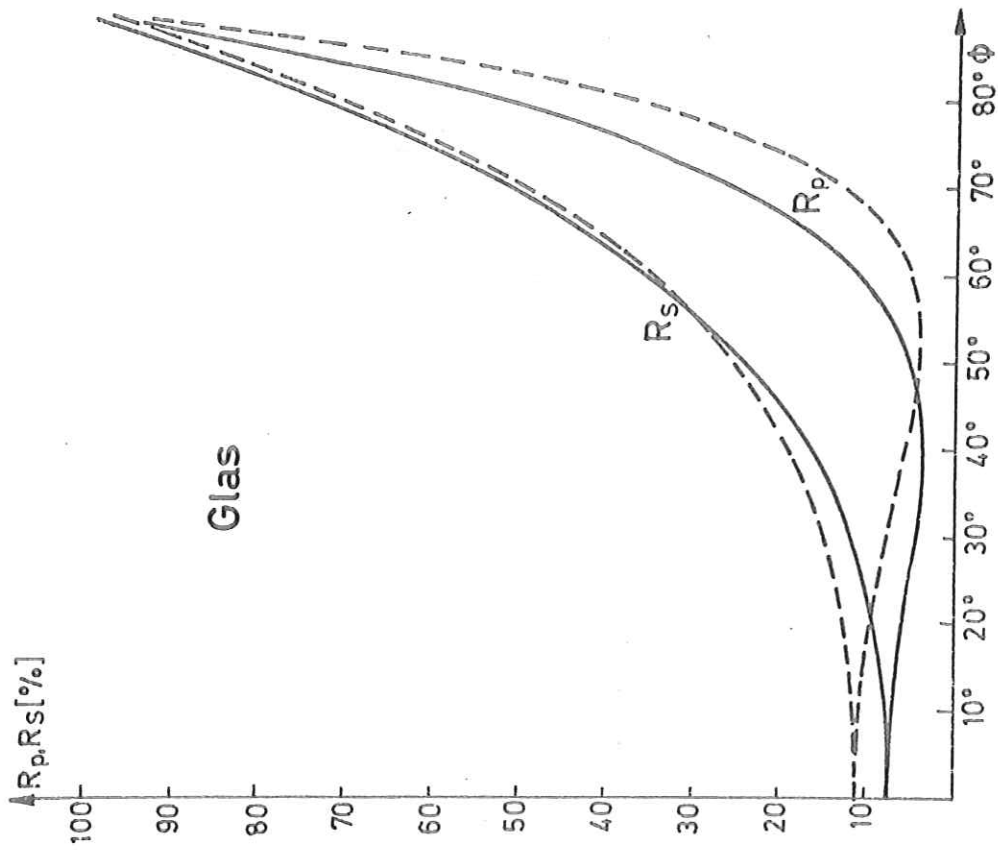
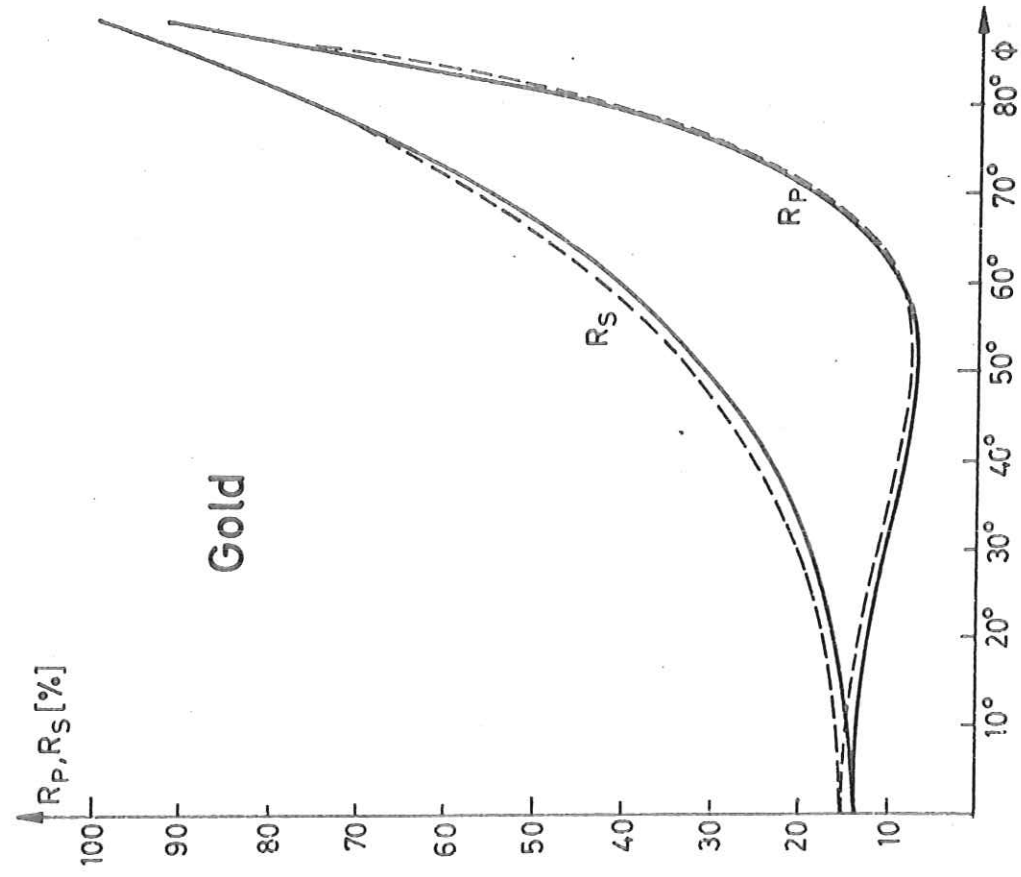


Abb. 7 und 8 Reflektivitäten von Glas und Gold für $\lambda = 600 \text{ \AA}$ (—) und $\lambda = 900 \text{ \AA}$ (---), berechnet aus den von Platzöder¹³ gemessenen optischen Konstanten

Das entspricht in (22) einem Faktor $g = 1,19 \cdot 10^{-4}$ und einem maximalen Winkel $\theta_0 = 0,33$ mrad. Mit diesen Parametern und den Maximalenergien der Elektronen im Synchrotron, bei denen die Messungen stattfanden, wurden die Kurven 1 - 3 in Abb. 5 berechnet. Kurve 1 kann für $\lambda = 900 \text{ \AA}$ der folgende Wert entnommen werden:

$$I_0(3,0\text{GeV}, 30\text{mA}, 900\text{\AA}) = 7,88 \cdot 10^{10} \text{ Phot/sec.\AA}$$

Mit den Parametern ergab sich ein Polarisationsgrad der Synchrotronstrahlung von $p = 89,2\%$. Für den Vorspiegel wurde damit bei einem Einfallswinkel von $\phi = 83,6^\circ$ für $\lambda = 900 \text{ \AA}$ eine Reflektivität von

$$R(83,6^\circ, 900\text{\AA}) = 78\%$$

berechnet.

Der Wirkungsgrad des Gitters kann nur grob abgeschätzt werden: Nach einem Diagramm von Bausch & Lomb hat die Reflektivität von mit MgF_2 bedampftem Aluminium (in Übereinstimmung mit Hunter¹⁴ für eine MgF_2 - Schichtdicke von 250 \AA) die in Abb. 9 gezeigte spektrale Abhängigkeit.

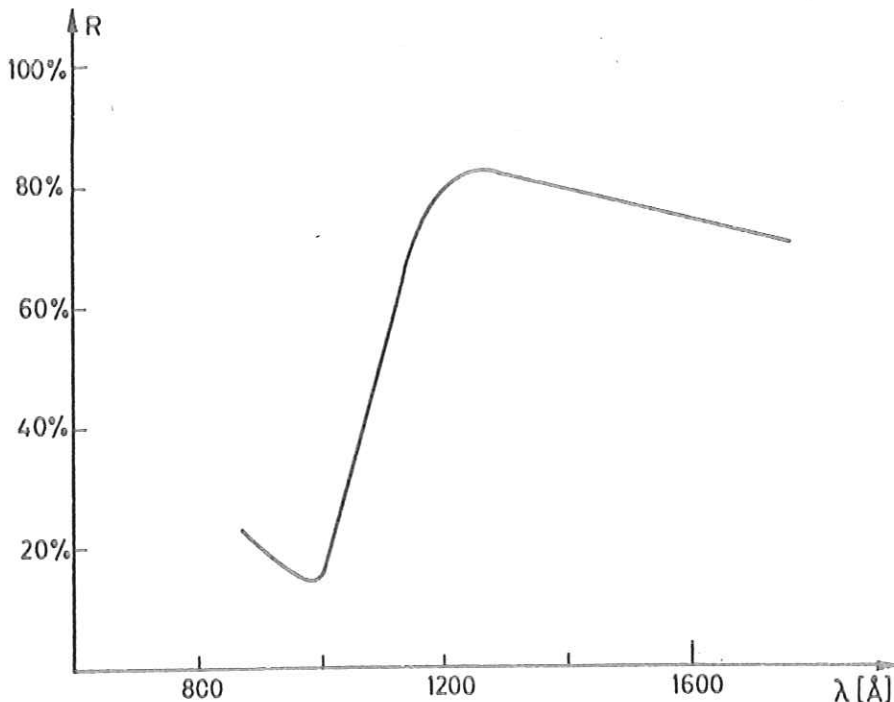


Abb. 9

Nach Samson² hat das Verhältnis der in die erste Ordnung gebeugten Intensität zur gesamten reflektierten Intensität

$I_1(1.\text{Ordnung})/I_{\text{ges}}$ (alle Ordnungen) für ein Aluminiumgitter mit 1200 Strich/mm und Elaze 1.Ordnung bei 1200 Å die in Abb. 10 gezeigte Form.

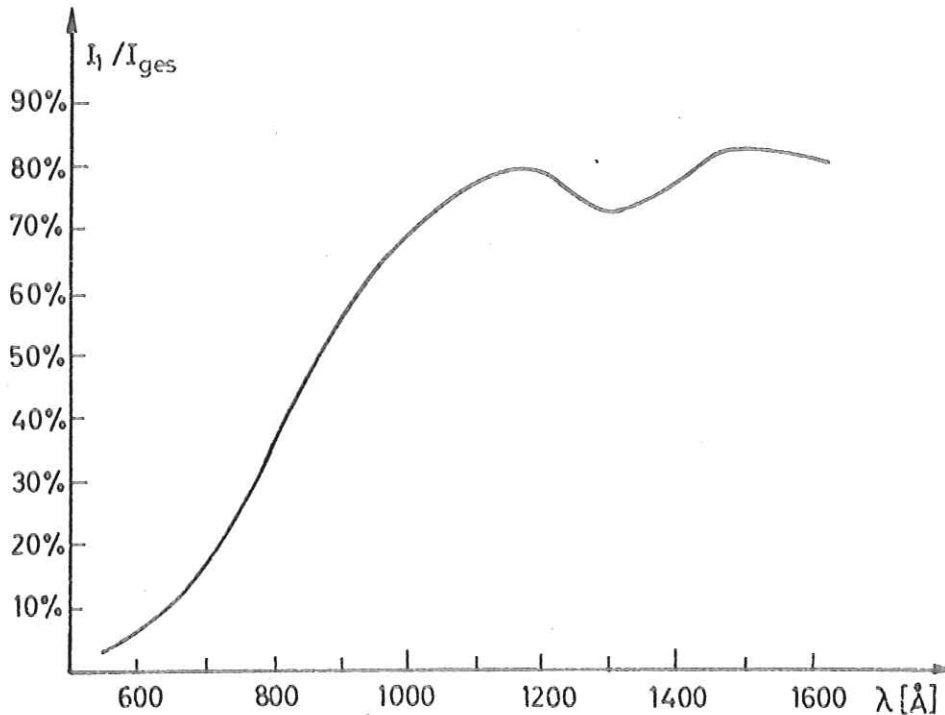


Abb. 10

Da uns ein entsprechendes Diagramm für ein Al+MgF₂ - Gitter mit 600 Strich/mm nicht bekannt ist, wurde Abb. 10 für die Abschätzung benutzt. Aus einer Reflektivität von $R = 20\%$ und einem Verhältnis $I_1/I_{\text{ges}} = 50\%$ ergibt sich für $\lambda = 900\text{ Å}$ ein Gitterwirkungsgrad von etwa

$$W(900\text{ Å}) = 10\% .$$

Insgesamt sollte damit folgende Intensität am Austrittsspalt zu erwarten sein:

$$\underline{I(3,0\text{ GeV}, 30\text{ mA}, 900\text{ Å}) = 6,1 \cdot 10^9 \text{ Phot/sec. Å}}$$

C 2.1.2 mit kleinem Goldgitter und Vorspiegel aus Gold

Die ausgeleuchtete Gitterfläche hat dieselbe Größe wie unter C 2.1.1. Aus Kurve 2 in Abb. 5 ergibt sich für $\lambda = 600\text{ Å}$

$$I_0(4,5\text{ GeV}, 30\text{ mA}, 600\text{ Å}) = 1,66 \cdot 10^{11} \text{ Phot/sec. Å} .$$

Mit diesen Parametern ergibt sich eine Polarisation der Strahlung von $p = 86,1\%$ und daraus eine Reflektivität des Vorspiegels von

$$R(83,6^\circ, 600\text{\AA}) = 80 \%$$

Nach Samson² hat Gold bei senkrechtem Einfall für $\lambda = 600 \text{\AA}$ eine Reflektivität von 10 %. Ein Abb. 10 entsprechendes Diagramm für Gitter 3 ist uns nicht bekannt. Einem Diagramm für ein ähnliches Gitter (Samson², S.34) kann $I_1/I_{\text{ges}}(600\text{\AA}) = 70 \%$ entnommen werden, was einen Wirkungsgrad von 7 % zur Folge hätte. Um aber diese Unsicherheit bei der Angabe von W zu beseitigen, wurde der Wirkungsgrad des Gitters für $\lambda = 600 \text{\AA}$ experimentell bestimmt (siehe E 1). Das Ergebnis war

$$W(600\text{\AA}) = 5,3 \%$$

Am Austrittsspalt des Monochromators wird also folgende Intensität erwartet:

$$\underline{I(4,5\text{GeV}, 30\text{mA}, 600\text{\AA}) = 7,0 \cdot 10^9 \text{ Phot/sec.\AA}}$$

C 2.2 Monochromator 2 mit kleinem Goldgitter und Vorspiegel aus Glas

Die Größe der auf dem Gitter ausgeleuchteten Fläche wurde mit einem ZnS - Schirm und der sichtbaren Komponente der Synchrotronstrahlung bestimmt. Danach hatte er parallel zur Synchrotronebene eine Ausdehnung von 33 mm und senkrecht dazu, begrenzt durch die Breite der geritzten Fläche, eine von 30 mm. Das entspricht in (22) einem Faktor $g = 1,31 \cdot 10^{-4}$ und einem maximalen Winkel $\theta_0 = 0,375 \text{ mrad}$. Kurve 4 in Abb. 5 wurde mit diesen Parametern berechnet. Daraus kann man für $\lambda = 600 \text{\AA}$ folgenden Wert entnehmen:

$$I_0(5,0\text{GeV}, 30\text{mA}, 600\text{\AA}) = 2,36 \cdot 10^{11} \text{ Phot/sec.\AA}$$

Mit diesen Parametern ergibt sich ein Polarisationsgrad von $p = 83,1 \%$ und damit eine Reflektivität des Vorspiegels von

$$R(86^\circ, 600\text{\AA}) = 77 \%$$

Zusammen mit dem Gitterwirkungsgrad von $W(600\text{\AA}) = 5,3 \%$ ergibt sich damit für die Intensität am Austrittsspalt

$$\underline{I(5,0\text{GeV}, 30\text{mA}, 600\text{\AA}) = 9,6 \cdot 10^9 \text{ Phot/sec.\AA}}$$

Im Folgenden wird experimentell geprüft, ob diese berechneten Lichtintensitäten tatsächlich an den Austrittsspalten der beiden Monochromatoren für Experimente zur Verfügung stehen.

C 3 Vergleich der Synchrotronstrahlung mit anderen Lichtquellen im VUV

Tabelle 2 zeigt die Lichtintensitäten, die mit heute üblichen Lichtquellen im VUV erreicht werden können. Abschnitt C 2 hat gezeigt, daß bei der spektralen Zerlegung der Synchrotronstrahlung etwa 1-2 Größenordnungen an Intensität verloren gehen. Ein Vergleich zeigt, daß mit Gasentladungen und mit der Synchrotronstrahlung nach erfolgter Monochromatisierung vergleichbare Intensitäten erzielt werden können. Die He I - Linie ($584,334 \text{ \AA} \hat{=} 20,122 \text{ eV}$) ist bei der angegebenen Wellenlänge allen anderen Lichtquellen an Intensität überlegen.

Die Synchrotronstrahlung hat jedoch folgende entscheidenden Vorteile gegenüber den herkömmlichen Lichtquellen:

- 1) Das Spektrum bildet ein glattes intensives Kontinuum, das sich vom Röntgengebiet bis ins Sichtbare erstreckt.
- 2) Die Strahlung ist stark polarisiert.
- 3) Die Strahlung ist berechenbar.
- 4) Der Druck in der Lichtquelle von etwa 10^{-6} torr ist um 5-8 Größenordnungen kleiner als in den üblichen VUV - Lichtquellen.

Nach Inbetriebnahme des Speicherringes (DORIS) in Hamburg rechnet man mit einer um einen Faktor 100-1000 größeren Intensität. Dann wird das Synchrotron im VUV allen herkömmlichen Lichtquellen auch an Intensität deutlich überlegen sein.

Edelgaskontinua (Samson²)

	λ (Å)	eV	I (Phot/sec.Å) ^a	Anregung	Druck (torr)
He	580-1100	11,3-21,4	10^8		40 - 55
Ne	740-1000	12,4-16,8		kondensierte	60
Ar	1050-1550	8,0-11,8	10^8	Funkenent-	150 - 250
Kr	1250-1800	6,9- 9,9	10^7	ladung	200
Xe	1480-2000	6,2- 8,4	10^7		200

Linienquellen (Samson²)

	λ (Å)	eV	I (Phot/sec.Å) ^b	Anregung	Druck (torr)
He II	303,78	40,813			
Ne II	462,388	26,813	$1,7 \cdot 10^9$	Duoplasmatron	0,45
Ar IV	555,639	22,313	$9 \cdot 10^9$	kond. Funkenentl.	0,1
He I	584,334	21,218	$5 \cdot 10^{11}$ c)	Mikrowellen- Entladung	Al-Fenster
Ar II	671,554	18,462	$9,5 \cdot 10^9$	Duoplasmatron	0,38
Ar II	919,780	13,479	$1,3 \cdot 10^{10}$		
Ly α	1215,668	10,199	$2 \cdot 10^{10}$	Hunter-Entla- dungslampe	0,25

Synchrotron (DESY bei 30 mA)

	λ (Å)	eV	I (Phot/sec.Å) ^d	Druck (torr)
3 GeV	350	35,42	$4,50 \cdot 10^{11}$	10^{-6}
	600	20,66	$2,02 \cdot 10^{11}$	
	850	14,59	$1,14 \cdot 10^{11}$	
7,5 GeV	350	35,42	$5,38 \cdot 10^{11}$	
	600	20,66	$2,24 \cdot 10^{11}$	
	850	14,59	$1,27 \cdot 10^{11}$	

a) für 0,5 Å Auflösung im Maximum hinter dem Austrittsspalt des Monochromators

b) für 2,5 Å Auflösung hinter dem Austrittsspalt

c) am Ort der Probe¹⁵

d) in 40 m Abstand vom Tangentialpunkt auf einer ausgeleuchteten Fläche von 30x30 mm; unmonochromatisiert

Tabelle 2 Intensitäten einiger Lichtquellen im VUV

D Die Doppelionisationskammer
=====

Für die absolute Messung von Lichtintensitäten im VUV durch Photoionisation kann prinzipiell jedes Gas verwendet werden, dessen absolute Photoausbeute bekannt ist. Die Photoausbeute ist folgendermaßen definiert:

$$\gamma = \frac{\text{Anzahl der pro sec entstehenden Ionen}}{\text{Anzahl der pro sec absorbierten Photonen}}$$

Alle mehratomigen Gase haben Ausbeuten, die kleiner oder gleich 100% sind. Ein Grund für Ausbeuten kleiner als 100% ist z.B. die Photodissoziation von Molekülen. Atomare Gase haben jedoch i.a. Ausbeuten von 100%. Ausnahmen könnte es in Gebieten diskreter Strukturen geben, die dem Ionisationskontinuum überlagert sind. Die Wechselwirkung zwischen dem Kontinuum und den diskreten Niveaus bewirkt jedoch einen strahlungslosen Übergang ins Kontinuum bei gleichzeitiger Emission eines Photoelektrons. Dieser Prozeß heißt Autoionisation (siehe auch Abschnitt E 2.1). Aber auch für Autoionisationszustände gilt $\gamma = 1$. Denn das Verhältnis der Anzahl der emittierten Photoelektronen zur Gesamtzahl der in Autoionisationsniveaus angeregten Atome ist $\alpha/(\alpha+\beta)$, wo α die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen, β die für einen strahlenden Übergang ist. Die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang (Ein - Elektronen - Übergang) ist das Reziproke der Lebensdauer des Zustandes. Da für einen strahlenden Übergang $\tau \approx 10^{-8}$ sec und für einen strahlungslosen $\tau \approx 10^{-13}-10^{-15}$ sec gilt, ergibt sich $\alpha \approx 10^{13}-10^{15}$, $\beta \approx 10^8$ und daraus $\gamma \approx 1$.

Edelgase sind die einzigen permanent atomaren Gase. Wird also eine Ionisationskammer mit einem geeigneten Edelgas gefüllt, bis alle einfallende Strahlung absorbiert wird, dann ist die Anzahl der einfallenden Photonen gleich der Anzahl der entstehenden Ionen.

Mehrere Ausführungen von Ionisationskammern sind möglich. Zwei sollen hier beschrieben werden: die einfache Ionisationskammer und die Doppelionisationskammer. Beide können als absolute Detektoren verwendet werden, auch wenn nicht alle einfallende Strahlung absorbiert wird.

Abb. 11 zeigt schematisch den Aufbau einer Doppelionisationskammer. Hinter zwei Ionensammelplatten, an denen der Ionisationsstrom gemessen wird, befindet sich eine geerdete Platte, die für ein homogenes Feld in der Kammer sorgt. An die gegenüberliegende Platte, die Rückstoßplatte, wird eine positive Spannung (ca. 50 V) angelegt, die dafür sorgt, daß alle Ionen, aber keine Elektronen die Sammelplatten erreichen. Der Eintrittsspalt der Kammer befindet sich auf demselben Potential wie die Rückstoßplatte, damit auch alle in der Nähe des Spaltes entstehenden Ionen eine Sammelplatte erreichen.

Für die in Abb. 11 definierten Intensitäten I_0, I_1, I_2 , und I_3 lautet das Lambertsche Gesetz:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 e^{-\mu s} \\ I_2 &= I_1 e^{-\mu d} = I_0 e^{-\mu(s+d)} \\ I_3 &= I_2 e^{-\mu d} = I_0 e^{-\mu(s+2d)} \end{aligned}$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \text{I)} \quad i_1/e &= \gamma (I_1 - I_2) = \gamma I_0 e^{-\mu s} (1 - e^{-\mu d}) \\ \text{II)} \quad i_2/e &= \gamma (I_2 - I_3) = \gamma I_0 e^{-\mu(s+d)} (1 - e^{-\mu d}) \end{aligned}$$

Division der beiden Gleichungen ergibt (für $i_2 \neq 0$):

$$\frac{i_1}{i_2} = e^{\mu d} \implies \boxed{\mu = \frac{1}{d} \ln(i_1/i_2)} \quad (25)$$

Einsetzen von (25) in Gleichung I ergibt

$$\gamma I_0 = \frac{i_1/e}{e^{-\mu s} (1 - e^{-\mu d})} = \frac{i_1/e}{(i_2/i_1)^{s/d} (1 - i_2/i_1)}$$

und daraus folgt

$$\boxed{\gamma I_0 = \frac{i_1^2/e}{i_1 - i_2} \left(\frac{i_1}{i_2} \right)^{s/d}} \quad (26)$$

Durch Zusammenschalten der beiden Sammelplatten entsteht aus der Doppelionisationskammer eine einfache Ionisationskammer. Für diese gelten folgende Gleichungen:

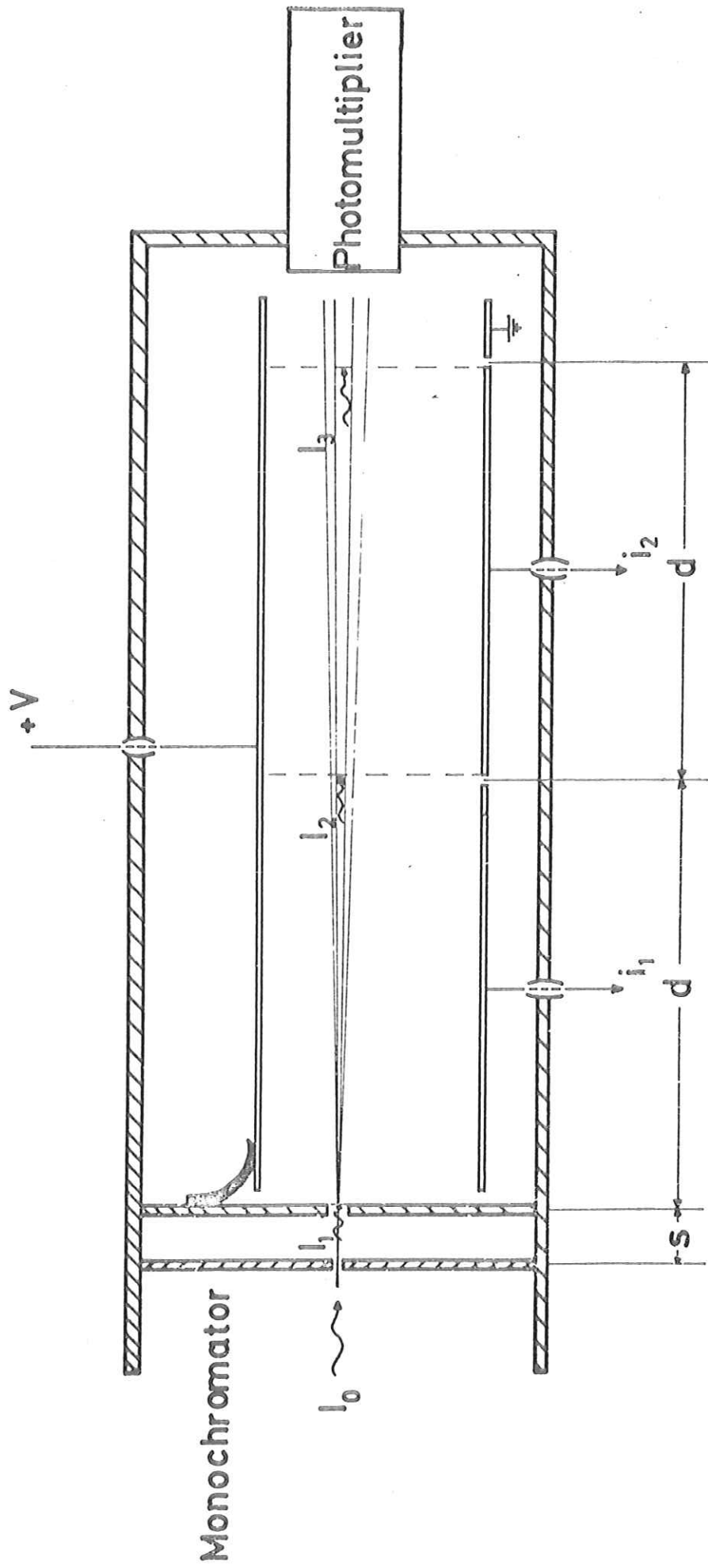


Abb. 11 Doppelionisationskammer

$$\gamma = \frac{1/e}{I_1 - I_3} \quad \Longrightarrow \quad \gamma^{I_0} = \frac{1/e}{I_1/I_0 - I_3/I_0}$$

Daraus folgt nach entsprechender Rechnung wie oben für $I_3 \neq 0$:

$$\gamma^{I_0} = \frac{1/e}{1 - (I_3/I_0)^{2d/(2d+s)}} \left(\frac{I_3}{I_0} \right)^{-s/(2d+s)} \quad (27)$$

Das Verhältnis I_3/I_0 kann mit einem Detektor direkt hinter der Kammer gemessen werden. Es ist unabhängig von der absoluten Intensität; das Signal des Detektors muß nur proportional zur Intensität sein.

Kann ein Detektor erst im Abstand d' hinter der Kammer angebracht werden und ist I_4 die Intensität an dieser Stelle, dann modifiziert sich (27) für $I_4 \neq 0$ zu

$$\gamma^{I_0} = \frac{1/e}{1 - (I_4/I_0)^{2d/(s+2d+d')}} \left(\frac{I_4}{I_0} \right)^{-s/(2d+s+d')} \quad (28)$$

Macht man den Gasdruck in der Kammer so hoch, daß $I_3, I_4 \rightarrow 0$ streben, dann erhält man nur vernünftige Aussagen, wenn auch der Abstand s zwischen Austrittsspalt des Monochromators und Eintrittsspalt der Kammer gegen 0 strebt. Für diesen Fall gilt dann:

$$\gamma^{I_0} = \frac{1}{e} \quad (29)$$

Voraussetzung für obige Rechnungen ist das Lambert - Beersche Gesetz. Die Genauigkeit der Meßmethode hängt also von Absorptionskoeffizienten ab, die dem Beerschen Gesetz gehorchen, welches aussagt, daß die Anzahl der absorbierten Photonen proportional ist zur Anzahl der absorbierenden Atome oder Moleküle auf dem Lichtweg. Eingesetzt in das Lambertsche Gesetz ergibt das

$$I = I_0 e^{-kx}$$

wo k der Absorptionskoeffizient unter Normalbedingungen und

$$x = L \frac{p}{760} \frac{273}{T}$$

die auf Normalbedingungen reduzierte Länge der Absorptionsstrecke sind. Um dem Beerschen Gesetz zu genügen, muß k unabhängig von p und L sein. Dies wird nicht der Fall sein in Gebieten diskreter Absorption, wenn die Bandbreite des einfallenden Lichtes größer ist als der Abstand zweier Absorptionslinien. Deshalb sollten bei Messungen mit einer Ionisationskammer, die das einfallende Licht nicht vollständig absorbiert (nur (29) ist unabhängig vom Lambert - Beerschen Gesetz), Gebiete scharfer Strukturen vermieden werden, obwohl die Kenntnis von k nicht zur Bestimmung von I_0 erforderlich ist.

Wie aus den Gleichungen (26)-(29) zu ersehen ist, wird das Produkt χI_0 gemessen. Die Kenntnis einer der beiden Größen ermöglicht die Bestimmung der anderen.

Samson¹⁶ hat bei unveränderter Intensität der Lichtquelle χI_0 für verschiedene Edelgase gemessen und festgestellt, daß $\chi_i / \chi_j = 1 \pm 0,05$ in einem großen Wellenlängenbereich gilt, auch in Gebieten von Autoionisationslinien. Watanabe¹⁷ hat für Xenon im Bereich 850-1000 Å (d.h. auch im Gebiet der Autoionisation) $\chi = 1$ gemessen. Damit ist $\chi = 1$ für die Edelgase auch experimentell gesichert. Deshalb können bei Verwendung von Edelgasen mit einer Ionisationskammer Lichtintensitäten im Bereich zwischen der doppelten Ionisierungsenergie des Heliums (49,2 eV $\hat{=}$ 252 Å) und der Ionisationsgrenze des Xenons (12,1 eV $\hat{=}$ 1022 Å) absolut gemessen werden.

Bei der praktischen Durchführung von Messungen mit einer Doppelionisationskammer müssen folgende Punkte beachtet werden:

- 1) Da für den interessierenden Wellenlängenbereich ($\lambda < 1022 \text{ Å}$) keine Fenster mit ausreichender Transmission existieren, muß für eine möglichst gute Druckstufe zwischen Monochromator und Kammer gesorgt werden, damit
 - a) die Lichtintensität am Austrittsspalt vor und nach Gasein-

laß dieselbe ist und

b) der Meßbetrieb wegen der Druckerhöhung im Strahlrohr nicht gestört wird.

Die Kammer ist so lang (30 cm), daß kein zu großer Druck nötig ist, um gut meßbare Ströme zu erhalten. Bei der verwendeten Kammer wurden bei einem Druck von $7 \cdot 10^{-2}$ torr Ströme im 10^{-10} A - Bereich beobachtet. Bei diesem Druck wird ein Verhältnis der beiden Photoionenströme von etwa $i_1/i_2 = 3$ erreicht.

2) Druckgradienten in der Kammer verändern das Verhältnis i_1/i_2 und verfälschen dadurch die Ergebnisse für I_0 und k . Das wird vermieden durch einen gegen die Abmessungen des Eintrittsspalt (2x4 mm) großen Kammerdurchmesser (40x60 mm). Dadurch wird auch eine genaue Druckmessung ermöglicht, die die Voraussetzung für die Bestimmung von Absorptionskoeffizienten mit einer Doppelionisationskammer ist.

3) Die Messungen müssen auf einen Spektralbereich beschränkt bleiben, für den die Energie der einfallenden Photonen kleiner ist als die doppelte Ionisierungsenergie des benutzten Edelgases. Bei kürzeren Wellenlängen wäre die Energie der Photoelektronen groß genug, um Sekundärionisation zu verursachen. Durch Hinzufügen der Kollektorspannung wächst diese Energie, so daß es unmöglich ist, einen von der Spannung unabhängigen Strom zu messen. Man könnte vielleicht versuchen, durch Messung bei verschiedenen Drücken und Extrapolation der Photoionenströme auf den Druck $p = 0$ diese Schwierigkeit zu umgehen.

4) Mit einer geeigneten Spannung muß erreicht werden können, daß kein Photoelektron genügend Energie für eine Stoßionisation erhält oder eine der Sammelpatten erreicht. Deshalb fällt das Licht möglichst dicht an der Rückstoßplatte durch die Kammer, ohne sie zu beleuchten. Man erreicht dadurch ein optimales Bremspotential für die Elektronen, die in Richtung auf die Sammelpatten, und ein möglichst kleines Beschleunigungspotential für die Elektronen, die in Richtung auf die Rückstoßplatte emittiert werden.

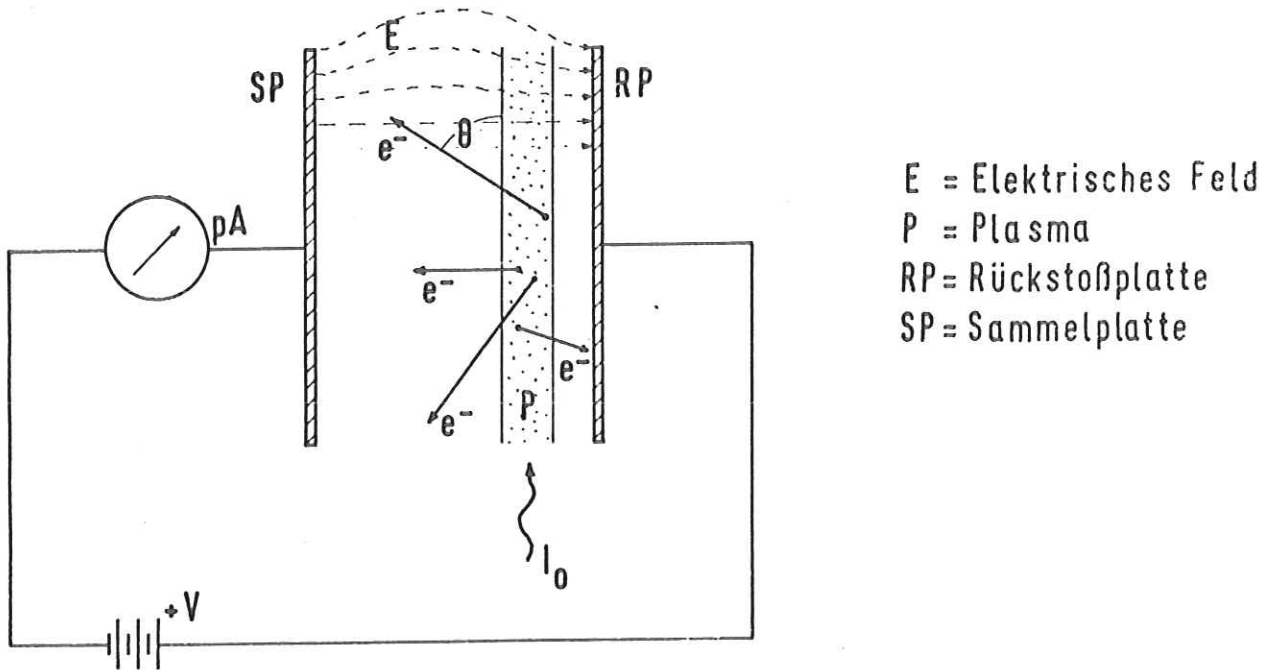


Abb. 12 Mögliche Bahnen von Elektronen

Um zu verhindern, daß neben den Ionen auch Elektronen die Sammelplatten erreichen, muß die Spannung V an der Rückstoßplatte groß genug sein, um auch die Elektronen abzubremzen, die senkrecht auf eine Sammelplatte emittiert werden. Bei $V = 0$ erreicht ein Teil der Elektronen eine Sammelplatte. Bei Steigerung der Spannung werden sie nach und nach am Erreichen der Platte gehindert, bis bei einer Spannung V_0 alle abgebremst werden. Da nach Sommerfeld¹⁸ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron im Winkel θ zur einfallenden Strahlung emittiert wird, proportional zu $\sin^2\theta$ ist, erwartet man einen Elektronenstrom der in Abb. 13 gezeigten Form. Die für den Ionenstrom eingezeichnete Form ergibt sich daraus, daß bei $V = 0$ nur ein kleiner Teil der Ionen die Sammelplatte erreicht, aber schon bei sehr kleinen Spannungen alle Ionen zur Sammelplatte beschleunigt werden. Der gemessene Gesamtstrom ergibt sich aus der Summe von Elektronen- und Ionenstrom.

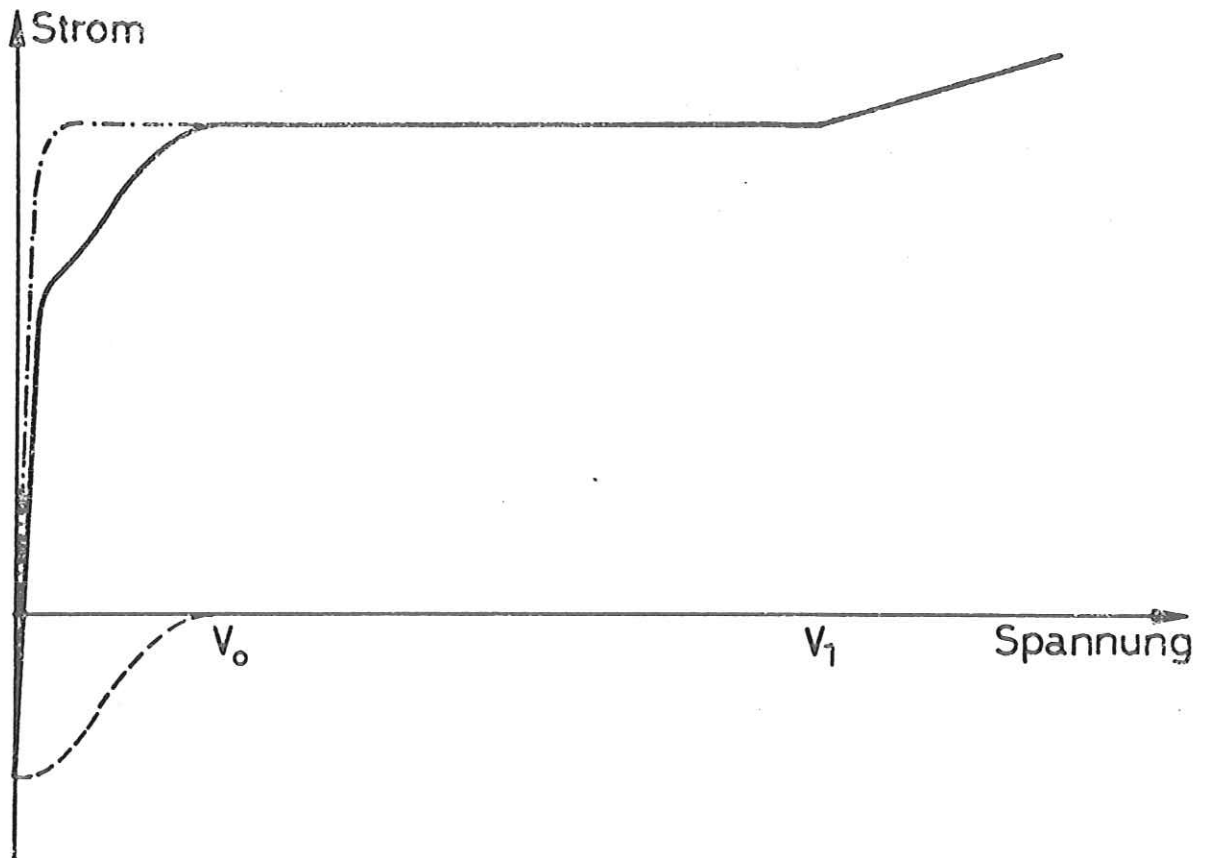


Abb. 13 Qualitativer Verlauf von Ionenstrom (-.-.-), Elektronenstrom (---) und Gesamtstrom (—) in einer Ionisationskammer in Abhängigkeit von der Spannung an der Rückstoßplatte

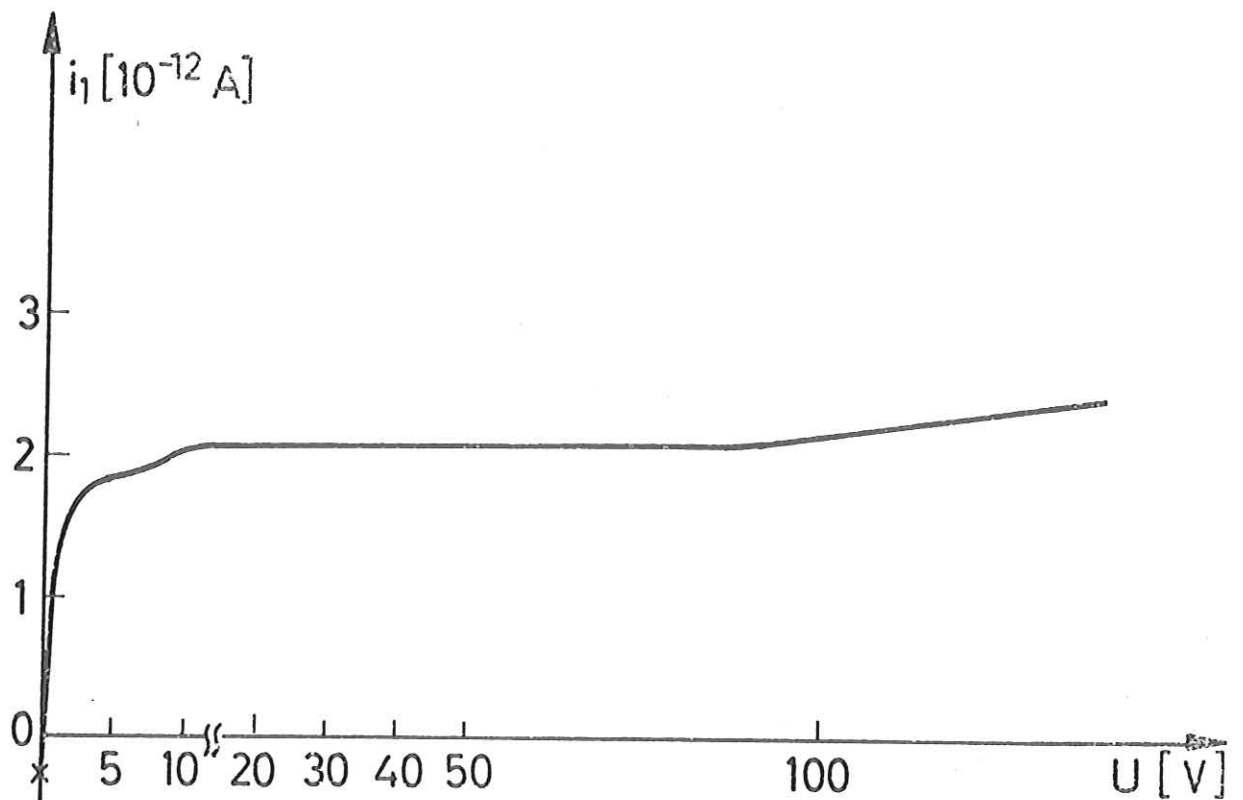


Abb. 14 Gemessene Strom - Spannungs - Kurve
 Wellenlänge des einfallenden Lichtes: $\lambda = 650 \text{ \AA}$
 Krypton - Druck in der Kammer: $p = 6 \cdot 10^{-2} \text{ torr}$

Bei der Spannung V_1 werden die senkrecht auf die Rückstoßplatte emittierten Elektronen auf eine Energie beschleunigt, die für eine Sekundärionisation ausreicht.

Abb. 14 zeigt eine gemessene Strom - Spannungs - Kurve. Sie wurde aufgenommen mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 650 \text{ \AA}$ und Krypton bei $6 \cdot 10^{-2}$ torr. Der Strom im Synchrotron betrug 5-6 mA, die Maximalenergie der Elektronen im Synchrotron 7,2 GeV.

Nach dem oben gesagten muß die Spannung an der Rückstoßplatte so gewählt werden, daß sich der Arbeitspunkt im Plateau der Strom - Spannungs - Kurve befindet, also im Abb. 14 zugrunde liegenden Fall z.B. zwischen 20 und 90 V.

5) Bei Intensitäts- und Absorptionsmessungen werden durch Streulicht, das dem Spektrum überlagert ist, Fehler verursacht. Eine Ionisationskammer ist jedoch nur für Licht empfindlich, dessen Photonenenergie größer ist als die Ionisierungsenergie des benutzten Edelgases. Deshalb werden bei Messungen mit einer Ionisationskammer die Ergebnisse nur durch kurzwelliges Streulicht verfälscht. In Abschnitt E 2.4 wird eine mögliche Korrektur diskutiert.

E Messungen und Ergebnisse
=====

E 1 Wirkungsgrad des kleinen Goldgitters

Wegen der in Abschnitt C 2.1.2 erwähnten Schwierigkeiten, den Wirkungsgrad des kleinen Goldgitters abzuschätzen, wurde ein Versuch gemacht, diesen experimentell zu bestimmen. Dazu wurde ein vorhandener Reflektometereinsatz so umgebaut, daß das Gitter als Probe eingebaut werden konnte. Mit einem Multiplier (Bendix Typ 306) ließ sich innerhalb gewisser Grenzen, die durch die Geometrie der Apparatur bedingt sind, jede Beugungsrichtung messen.

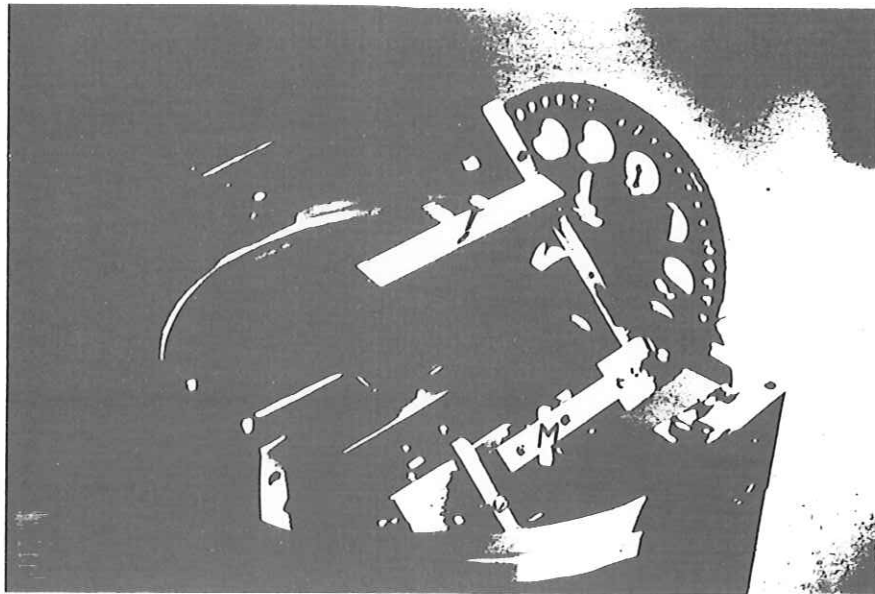


Abb. 15 Reflektometereinsatz für die Bestimmung von Gitterwirkungsgraden

Abb. 15 zeigt die Apparatur. Die monochromatisierte Synchrotronstrahlung fällt durch die Kreisblende B auf das Gitter G und wird dort in den Multiplier M gebeugt. Das Licht fällt unter etwa demselben Winkel auf das Gitter wie im Monochromator (ca. 10°). Die Kupferschiene um das Zahnrad ermöglicht

die kontinuierliche Drehung des Multipliers um das Gitter.

Da der Austrittsspalt des Monochromators, die Quelle der auf das Gitter im Reflektometer fallenden Strahlung, von diesem Gitter einen Abstand hat (ca. 80 cm), der kleiner ist als der halbe Krümmungsradius des Gitters, ist das gebeugte Licht etwas divergent. Der Multiplier hat einen Abstand von nur 5 cm vom Mittelpunkt des Gitters. In dieser Entfernung ist der Abstand der Beugungsordnungen sehr klein. Um in dieser Anordnung erste Ordnung und direktes Bild trennen zu können, mußte die Multiplierkathode auf eine Breite von 1 mm eingengt und die beleuchtete Fläche auf dem Gitter durch eine Lochblende am Reflektometereinsatz mit einem Durchmesser von 1,7 mm verkleinert werden. Um trotzdem genügend Intensität für die Messung zur Verfügung zu haben, wurde der Austrittsspalt des Monochromators auf 6 mm verbreitert, wodurch eine Auflösung von 42 \AA bedingt wurde. - Zur Bestimmung der einfallenden Intensität wurde das Gitter entfernt und der Multiplier in den direkten Strahl gedreht.

Die Messung wurde für $\lambda = 600 \text{ \AA}$ und $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ durchgeführt. Abb. 16 zeigt das Ergebnis. Das Verhältnis $I(1.\text{Ord.})/I(\text{dir. Bild})$ sollte für $\lambda = 600 \text{ \AA}$ größer sein als für $\lambda = 1000 \text{ \AA}$, da das Gitter bei 600 \AA geblazt ist. Für $\lambda = 600 \text{ \AA}$ ist das gemessene Verhältnis der Intensitäten in den Maxima $23 : 1$, für $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ $10 : 1$. Das ermöglicht eine Zuordnung der ersten Ordnung zum größten Maximum.

Das Ergebnis der Messung ist damit $W(600\text{\AA}) = 5,3 \%$.

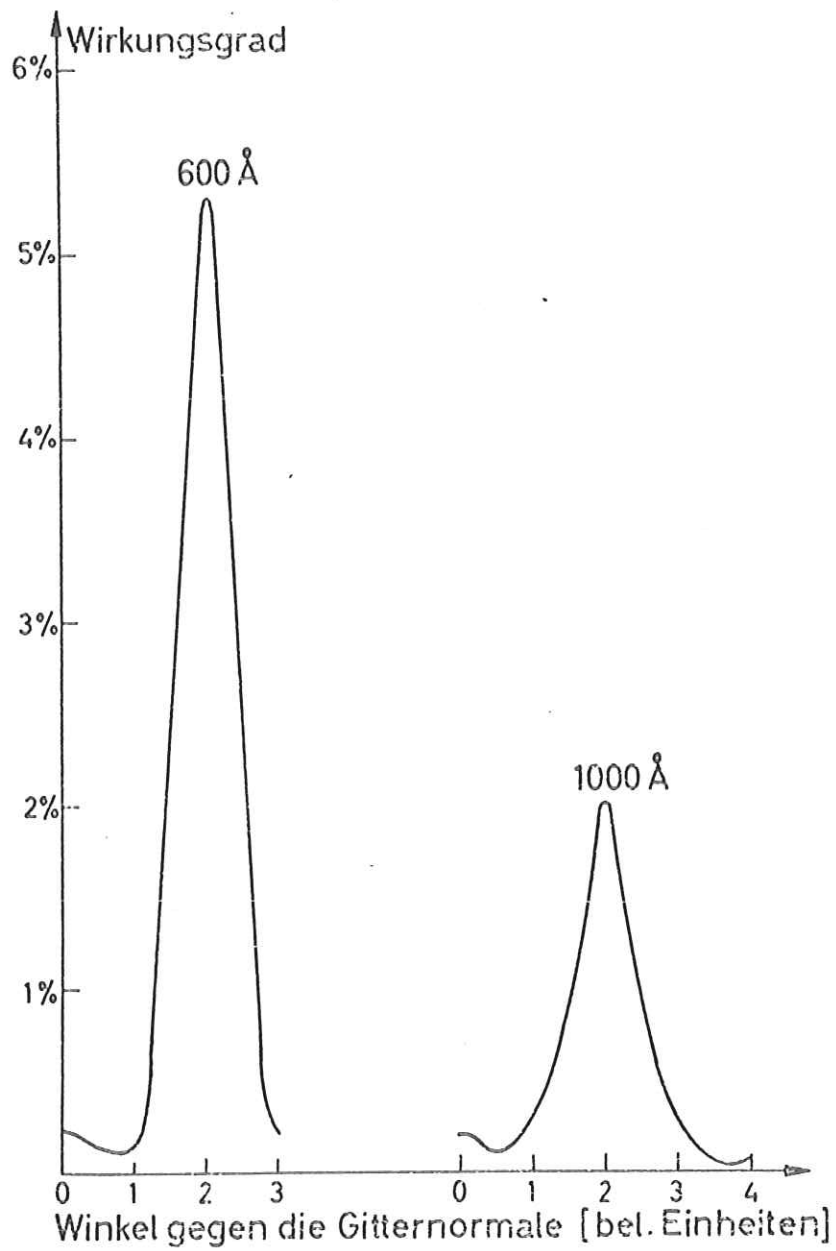


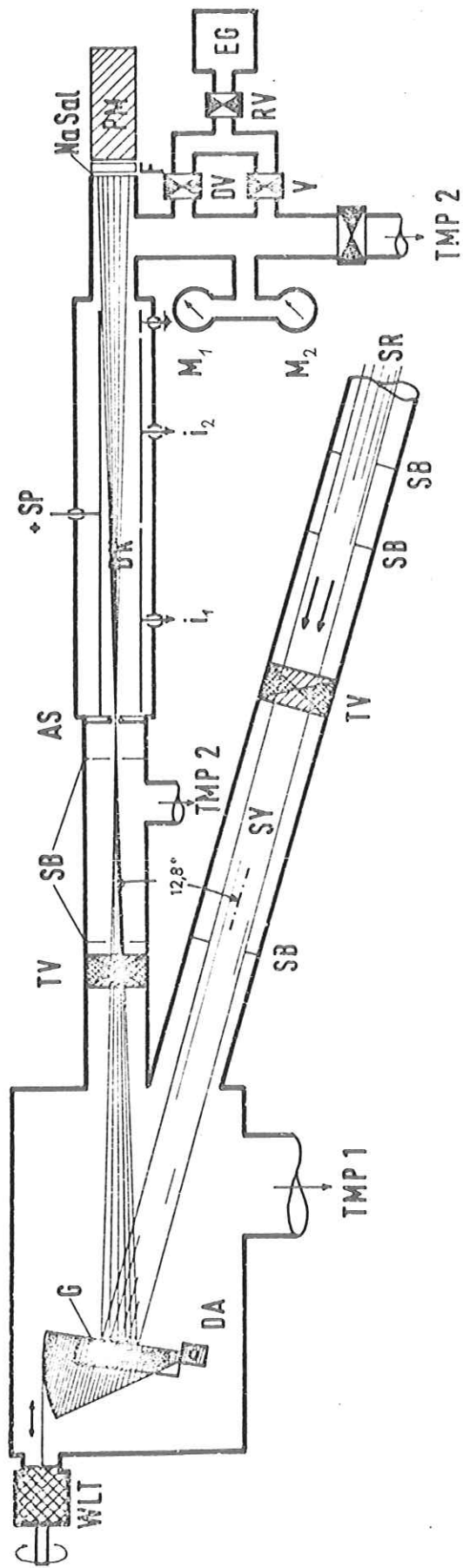
Abb. 16 Wirkungsgrad von Gitter 3
 Die Hauptmaxima repräsentieren die 1. Innen-
 ordnung, die Nebenmaxima das direkte Bild.

E 2 Messung der Absorptionskoeffizienten der schweren Edelgase

Die bei den Messungen der absoluten Intensität sowie der Absorptionskoeffizienten der schweren Edelgase an Monochromator 1 benutzte experimentelle Anordnung ist in Abb. 17 und Abb. 18 schematisch wiedergegeben. Abb. 17 stellt einen Schnitt in der Dispersionsebene senkrecht zur Ebene des Synchrotrons durch den Monochromator und die Doppelionisationskammer dar. Die Ionisationskammer (DK) ist direkt hinter den Austrittsspalt montiert und vom Monochromator durch ein differentiell-pumpesystem (TMP 2) getrennt. Der Gasdruck in der Kammer wurde durch ein Wärmeleitungsmanometer nach Pirani (LKB Autovac) (M 1) und durch ein gasartunabhängiges Präzisionsmembran - Vakuummeter (Datamatrix Modell 1014) (M 2) gemessen. Der Druck in der Kammer konnte durch ein Reduzierventil (RV) und ein Nadelventil (Granville Philips) (DV), durch die das Vorratsgefäß (EG) mit der Kammer verbunden war, eingestellt werden. Die aus der Kammer durch den Spalt strömende Gasmenge wurde so aus der Gasflasche ersetzt.

Die Photonen treffen nach Durchlaufen der Ionisationskammer auf einen mit Natriumsalicylat beschichteten Fensterflansch (F). Die entstehende Fluoreszenzstrahlung wird mit einem Photomultiplier (EMI 9502 B) (PM) gemessen. Registriert wird die Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes. Abb. 19 ist ein Beispiel für eine solche Messung.

Abb. 18 zeigt die benutzte Elektronik. Da nur ein Strommeßgerät (Keithley Modell 416) zur Verfügung stand, wurden die Photoionenströme i_1 und i_2 aus den beiden Ionisationskammern nacheinander gemessen. Der Vorteil der Meßmethode, beide Ströme simultan messen und dadurch Schwankungen der Primärintensität eliminieren zu können, konnte damit nicht voll ausgenutzt werden. Um Veränderungen des Potentialverlaufes in der Kammer zu vermeiden, wurde der nicht gemessene Strom über einen hochohmigen Widerstand abgeleitet. Zwischen den Messungen der beiden Ströme mußten die Kabel umgesteckt werden, so daß etwa eine Minute verging. Es wurden immer Minimal-, Maximal-



AS=Austrittsspalt

DA = Drehachse

DK = Doppelionisationskammer

DV = Dosierventil

EG = Edelgas

F = Fenster

G = Gitter

M₁ = Druck - Meßgerät

M₂ = Absolutdruck - Meßgerät

PM = Photomultiplier

RV = Reduzierventil

SB = Streulicht - Blende

SR = Strahlrohr

SY = Synchrotronstrahlung

TMP = Turbomolekularpumpe

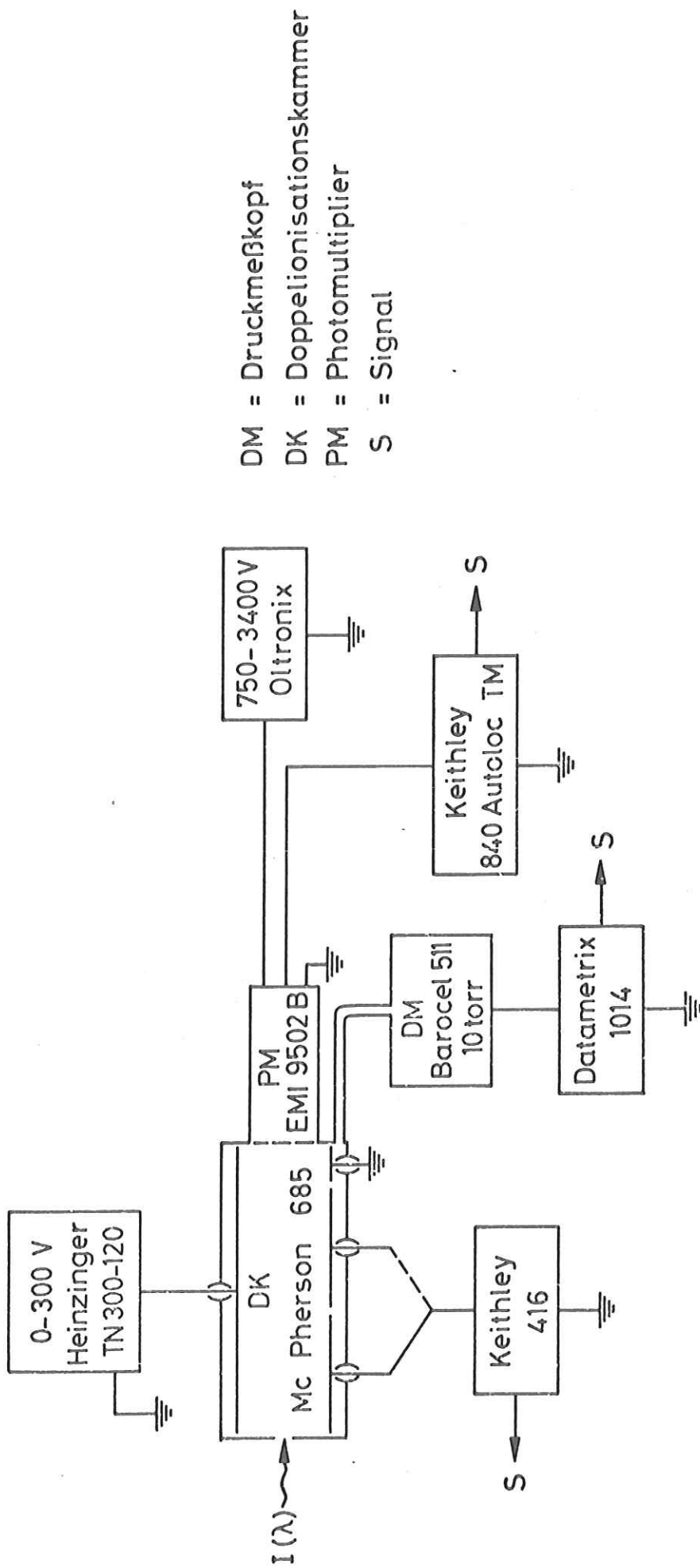
TV = Torventil

V = Ventil

WLT = Wellenlängen - Feintrieb

Abb. 17

Monochromator 1 und Doppelionisationskammer
Schnitt in der Dispersionssebene



DM = Druckmeßkopf
 DK = Doppelionisationskammer
 PM = Photomultiplier
 S = Signal

Abb. 18 Elektronik

und Mittelwerte abgelesen und sich entsprechende Werte $((i_1)_{\min} \hat{=} (i_2)_{\min}$ usw.) zur Auswertung benutzt. Aus der Streuung der Werte wurden statistische Fehler errechnet, die eng korreliert sind zu den Schwankungen der Primärintensität.

Da die Synchrotronstrahlung bei DESY mit 50 Hz gepulst ist, wurde bei den Transmissionsmessungen das Multipliersignal mit einem phasenempfindlichen Verstärker (Keithley 840 Autoloc TM) verstärkt.

Die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten der schweren Edelgase wurde aus zwei Gründen neben den Intensitätsmessungen durchgeführt:

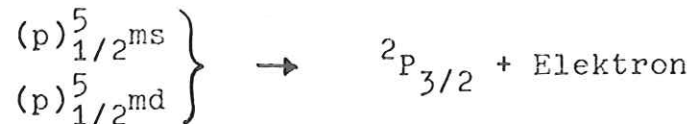
- 1) Da die Absorptionskoeffizienten der Edelgase gut bekannt sind¹⁹⁻²³, ermöglicht deren Messung eine Überprüfung der Apparatur: ein schlechtes Drucksystem und Streulicht bewirken Fehler bei der Messung. Die Doppelionisationskammer und ihre Isolationen können daraufhin überprüft werden, ob das Verhältnis i_1/i_2 der beiden Ströme richtig ist (siehe (25))
- 2) Die Messung der Autoionisationslinien erlaubt die Bestimmung der Auflösung des Monochromators durch Abzählen der aufgelösten Linien. Die Kenntnis der Auflösung ist für die Intensitätsangabe wichtig, da die Intensität hinter dem Austrittsspalt proportional zur Spaltbreite und damit, in gewissen Grenzen, zur Bandbreite des durchgelassenen Lichtes ist. Deshalb interessiert die Intensität pro Wellenlängenintervall.

E 2.1 Absorption der schweren Edelgase zwischen den Ionisierungsgrenzen $^2P_{3/2}$ und $^2P_{1/2}$

Bei optischer Anregung der äußeren Edelgasschale p^6 können außer den Serien $(p)_{3/2}^5, ms, md$ die Serien $(p)_{1/2}^5, ms, md$ (unter $\Delta l = \pm 1$) entstehen, deren Grenze der metastabile Zustand $^2P_{1/2}$ des Edelgasions ist²⁴. Die Termmultipletts sind nach (jj) gekoppelt; es entstehen die Einzelterme

$$(p)_{1/2}^5 + s_{1/2} \rightarrow J = 0, 1 ; (p)_{1/2}^5 + d_{3/2, 5/2} \rightarrow J = 1, 2; 2, 3$$
$$(J = j_1 + j_2)$$

von denen nur die beiden Serien mit $J = 1$ optisch angeregt werden können. Die gefundenen Linien bilden tatsächlich Rydberg - Serien, die gegen den Zustand ${}^2P_{1/2}$ konvergieren. Die starke Verbreiterung der Linien ist auf Verkleinerung der Lebensdauer durch Autoionisation zurückzuführen: von den beiden Serien $(p)_{1/2}^{5ms}$ (s-Serie) und $(p)_{1/2}^{5md}$ (d-Serie) liegen die letzten Terme zwischen den beiden Grenzen ${}^2P_{3/2}$ und ${}^2P_{1/2}$. Diese Terme sind in Emissionsspektren nie gefunden worden, da sie einem schnellen Zerfall durch Autoionisation unterliegen. Die Lebensdauer der unteren Terme beträgt etwa 10^{-8} sec; nach Überschreiten der ${}^2P_{3/2}$ - Kante kommt zu dieser Übergangswahrscheinlichkeit eine weitere durch Autoionisation



hinzu, die eine Lebensdauer von nur etwa 10^{-13} sec zur Folge hat. Die Halbwertsbreite der Terme jenseits der ${}^2P_{3/2}$ - Kante wird dadurch auf den 10^5 - fachen Betrag erhöht.

E 2.2 Messung der Absorptionskoeffizienten mit EMI - Photomultiplier und einem mit Natriumsalizylat beschichteten Fenster

Bei der Messung wurde die Doppelionisationskammer als Absorptionzelle benutzt und das Verhältnis I_0/I der einfallenden und der durchgelassenen Intensität mit dem Multiplier gemessen (s. Abb. 17). Der auf Normalbedingungen reduzierte Absorptionskoeffizient wurde berechnet nach der üblichen Gleichung

$$k(\text{cm}^{-1}) = \frac{1}{l(\text{cm})} \frac{760}{p(\text{torr})} \frac{T(^{\circ}\text{K})}{273} \ln(I_0/I) \quad (30)$$

wobei p der Druck und T die Temperatur des Gases in der Kammer sind. l (= 50 cm) ist die Länge der Absorptionsstrecke. Für die Temperatur wurde $T = 298^{\circ}$ K angenommen.

Gemessen wurde der Absorptionskoeffizient des Xenons im Bereich $\lambda = 900-1050 \text{ \AA}$ und der des Kryptons im Bereich $\lambda = 825-900 \text{ \AA}$. Abb. 19 zeigt das Ergebnis einer Messung am Xenon. Da die Li-

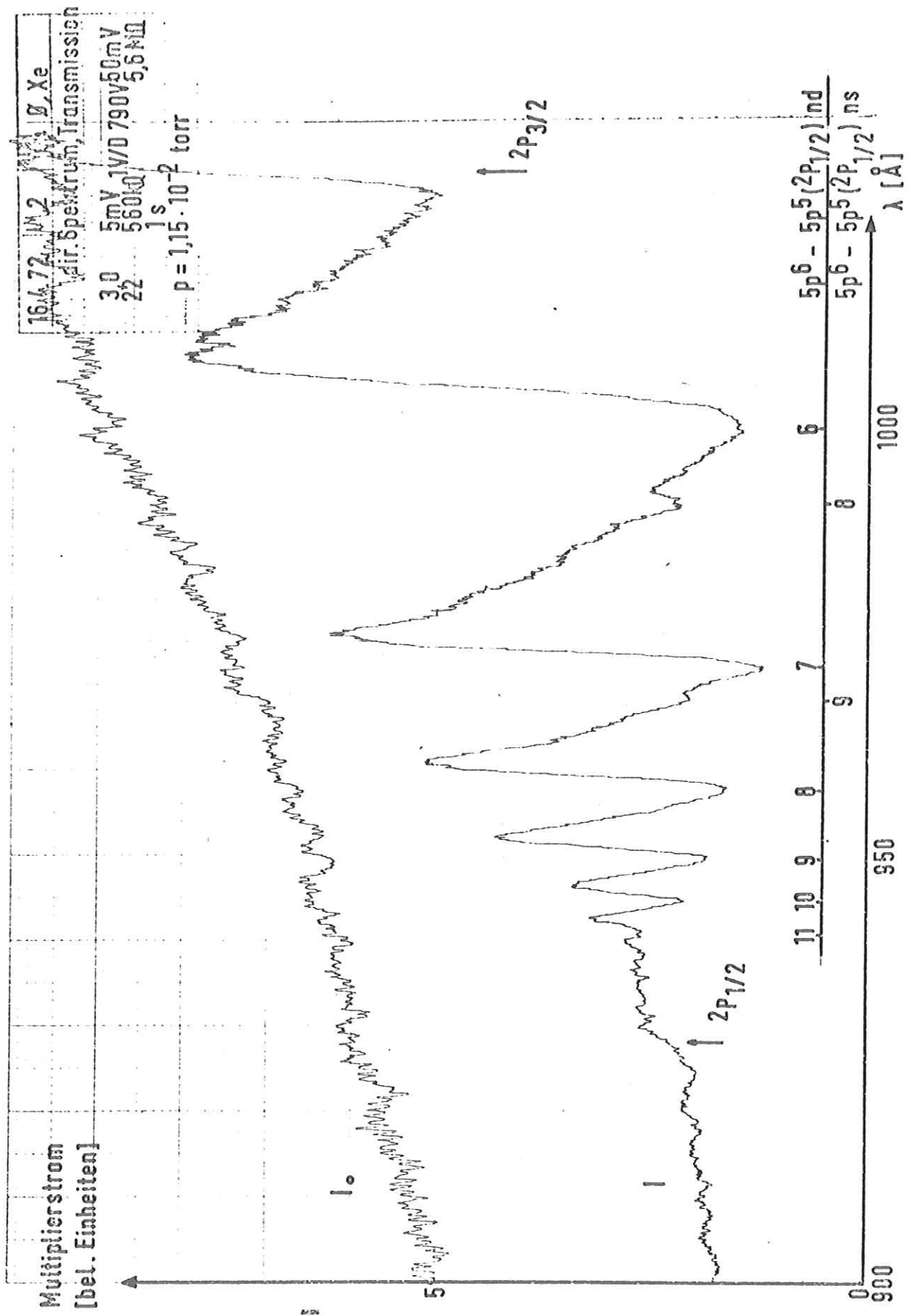


Abb. 19 Direktes Spektrum des Aluminiumgitters und Transmission von Xenon zwischen den Ionisierungsgrenzen ²P_{1/2} und ²P_{3/2} bei p = 1,15 · 10⁻² torr und einer Auflösung von 2,5 Å

nien der d-Serie sehr viel diffuser sind als die der s-Serie (die Linie $m = 6$ hat eine Halbwertsbreite von etwa 15 \AA) und die Glieder $m = n + 2$ der s-Serie dicht bei den Gliedern n der d-Serie liegen, konnten nur zwei Linien der s-Serie ($m = 8, 9$) als getrennte Maxima beobachtet werden. Von der d-Serie konnten sechs Glieder ($n = 6, \dots, 11$) aufgelöst werden. Abb. 20 zeigt die aus fünf Abb. 19 entsprechenden Diagrammen berechneten und gemittelten Absorptionskoeffizienten.

Huffman, Tanaka und Larrabee¹⁹ haben bereits ähnliche Messungen durchgeführt. Samson²⁰ hat die Absorptionskoeffizienten von Xenon mit einer Doppelionisationskammer bestimmt und hält die in [19] angegebenen Werte für um 15 % zu groß (vgl. Samson², S.270). Ein Vergleich der Ergebnisse aus Abb. 20 mit den um 15 % verkleinerten Werten von Huffman und Mitarbeitern zeigt, daß im Bereich der Autoionisationslinien die Maximalwerte zu klein und die Minimalwerte zu groß sind. Das ist darauf zurückzuführen, daß Huffman, Tanaka und Larrabee mit einer Auflösung von nur $0,5 \text{ \AA}$ gemessen haben. Dagegen kann einem Vergleich von Abb. 19 mit [19] entnommen werden, daß bei den hier vorgelegten Messungen die Auflösung etwa $2,5 \text{ \AA}$ betrug. Die dadurch bedingten Abweichungen stimmen etwa mit den beobachteten überein. Diese Erklärung wird durch die sehr gute Übereinstimmung mit Samson²⁰ im Bereich des Kontinuums bei $\lambda = 920 \text{ \AA}$ gestützt.

Analoge Messungen an Krypton brachten dasselbe Ergebnis: durch die schlechtere Auflösung von 2 \AA gegenüber $0,5 \text{ \AA}$ bei Huffman und Mitarbeitern²¹ war der Hub des Absorptionskoeffizienten in den Autoionisationslinien geringer, die Übereinstimmung mit den von Samson²² angegebenen Werten im Kontinuum aber gut.

E 2.3 Messung der Absorptionskoeffizienten mit der Doppelionisationskammer

Außer mit dem Multiplier wurden die Absorptionskoeffizienten aus den bei den Intensitätsbestimmungen gemessenen

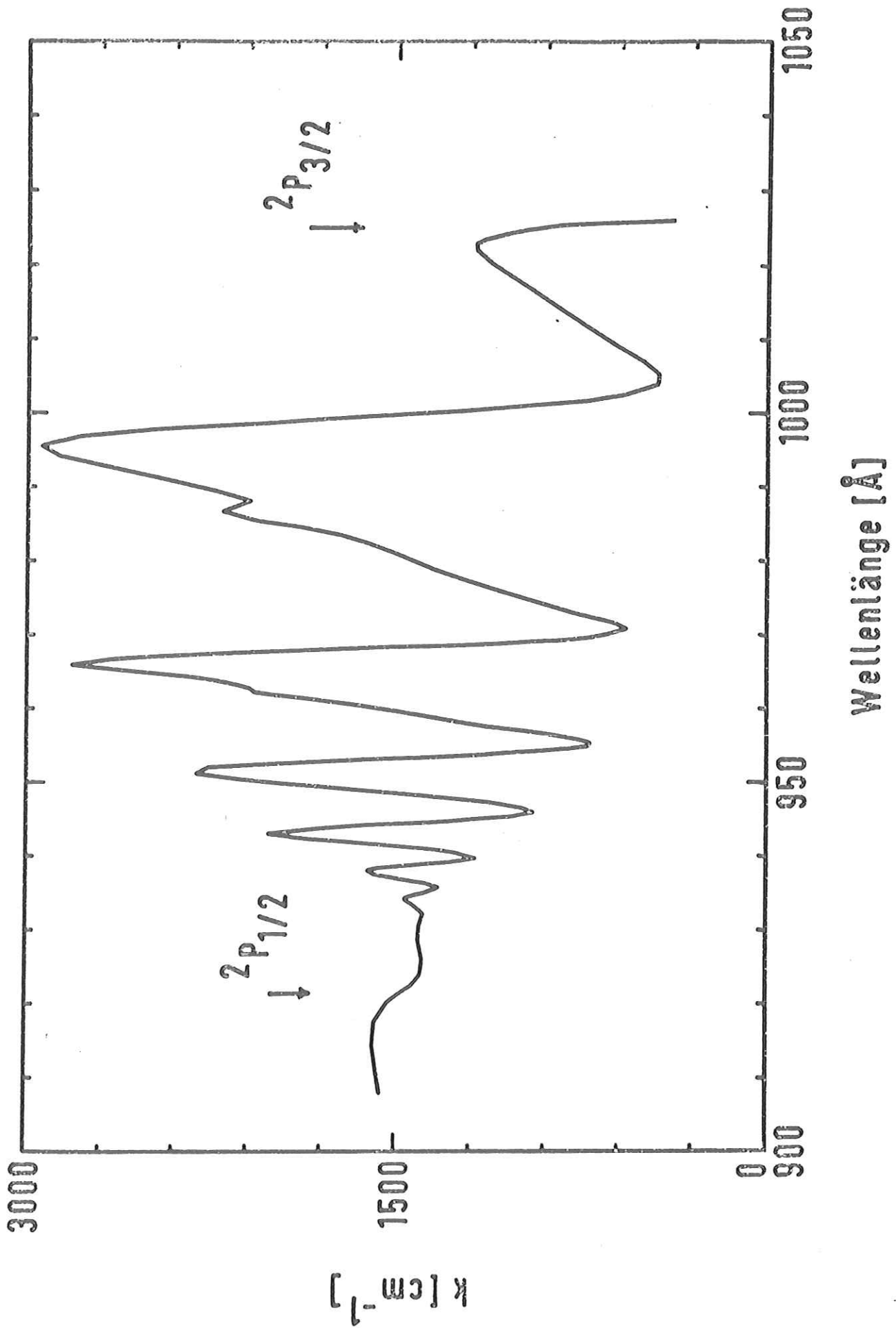


Abb. 20 Absorptionskoeffizient von Xenon zwischen den Grenzen $2P_{1/2}$ und $2P_{3/2}$, gemessen mit einer Auflösung von 2,5 Å, berechnet mit der IBM 360/75 aus 5 Abb.19 entsprechenden Diagrammen

Photoionenströmen gemäß Gleichung (25) aus

$$k(\text{cm}^{-1}) = \frac{1}{d(\text{cm})} \frac{760}{p(\text{torr})} \frac{T(^{\circ}\text{K})}{273} \ln(i_1/i_2) \quad (31)$$

im Kontinuum im Abstand von 50 \AA berechnet. Abb. 21 zeigt das Ergebnis und den Vergleich mit den von Samson^{20,22,23} gemessenen Werten. Beachtet man, daß Samson den Fehler seiner Messungen mit 5 % angibt, so stimmen die Ergebnisse überall innerhalb der Fehlergrenzen überein. Systematische Abweichungen treten nirgends auf.

Abb. 22 zeigt ein mit Krypton gemessenes Spektrum der beiden Photoionenströme i_1 und i_2 , das bei einer Maximalenergie der Elektronen im Synchrotron von 5 GeV, einem Strom im Synchrotron von 24 mA und einem Druck in der Kammer von $7,6 \cdot 10^{-2}$ torr an Monochromator 2 aufgenommen wurde. Abb. 23 zeigt die Auswertung von Abb. 22 gemäß (31). Eingezeichnet sind außerdem von Samson²² gemessene Werte. Obwohl während der Messung die Spannung an der Rückstoßplatte nicht geändert wurde und Druck und Primärintensität etwas schwankten, stimmen die Ergebnisse im Bereich des Kontinuums innerhalb der Fehlergrenzen überein.

E 2.4 Streulicht

In Abschnitt D wurde bereits darauf hingewiesen, daß bei Intensitäts- und Absorptionsmessungen Fehler durch Streulicht auftreten können. Bei Messungen mit einer Ionisationskammer stört jedoch nur das kurzwellige Streulicht, dessen Photonenenergie größer als die Ionisierungsenergie des benutzten Edelgases ist.

In Abb. 22 ist zu sehen, daß oberhalb der Ionisierungsgrenze die Ströme nicht auf Null zurückgehen. Da bei diesen Wellenlängen der Absorptionskoeffizient von Krypton aber Null ist, sind dafür folgende Erklärungen möglich:

- 1) Das Gas wird von Licht der Wellenlänge $\lambda = 450-475 \text{ \AA}$ ionisiert, das in die 2. Ordnung gebeugt wird. Dieses Licht kann jedoch keinen wesentlichen Beitrag zur Ionisierung bei

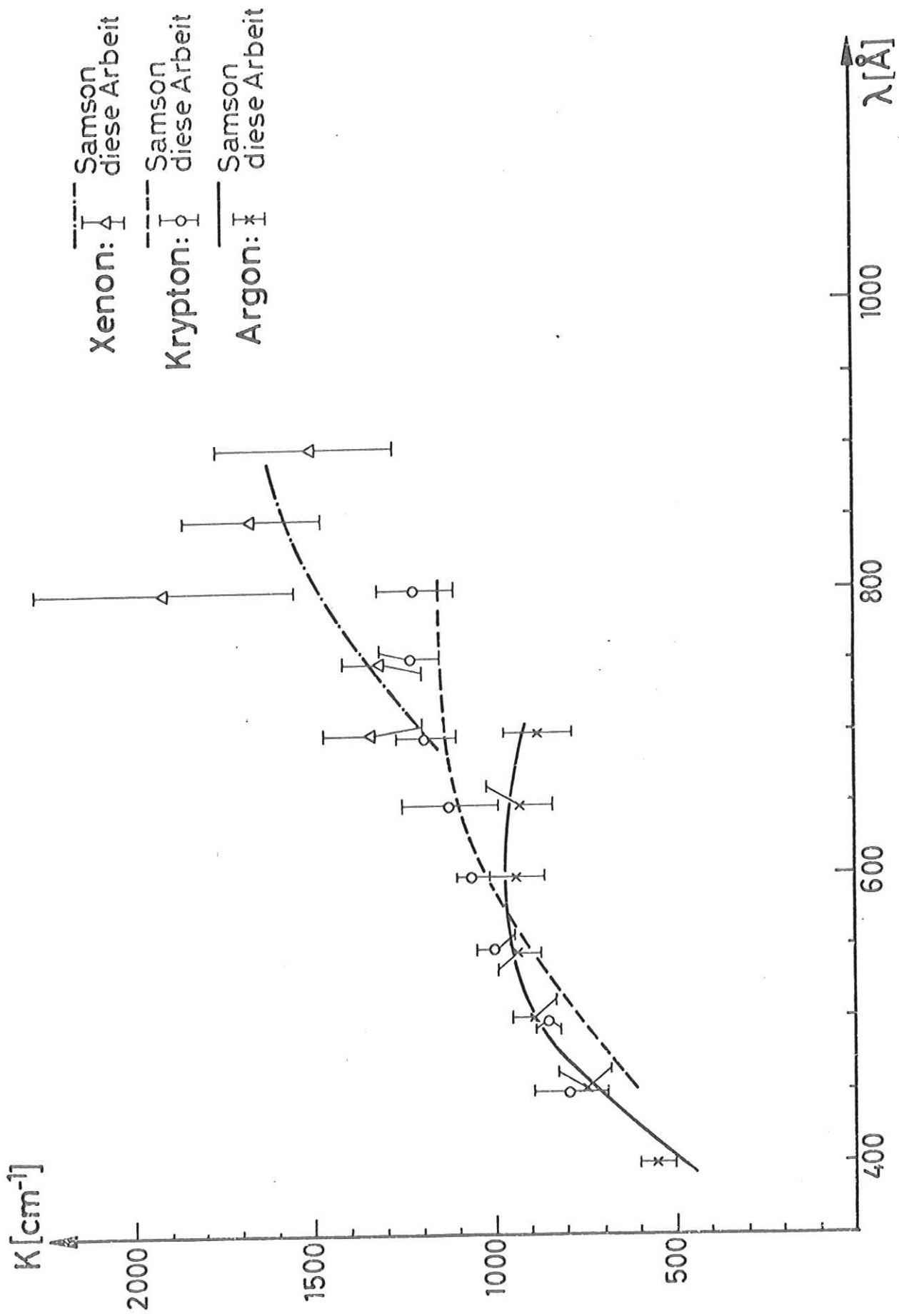


Abb. 21 Absorptionskoeffizienten von Xenon, Krypton und Argon im Ionisationskontinuum. Vergleich der in dieser Arbeit gemessenen Werte mit denen von Samson ([20], [22], [23])

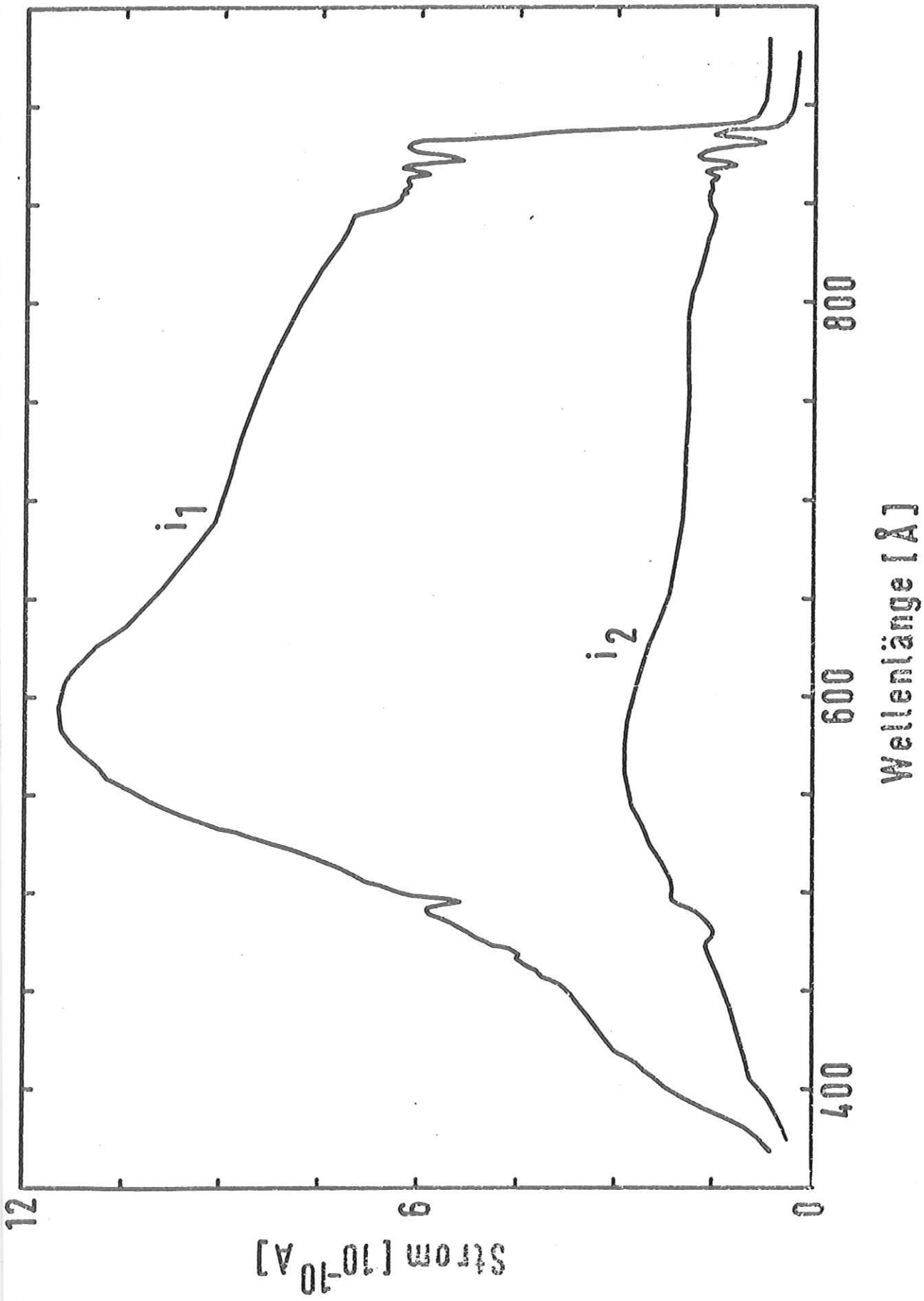


Abb. 22 Spektrum der beiden Photoionenchamberen; gemessen mit Krypton ($p = 7,6 \cdot 10^{-2}$ torr) an Monochromator 2 (mit Gitter 3), bei einem Strom im Synchrotron von 24 mA und $E_{\text{max}} = 5$ GeV

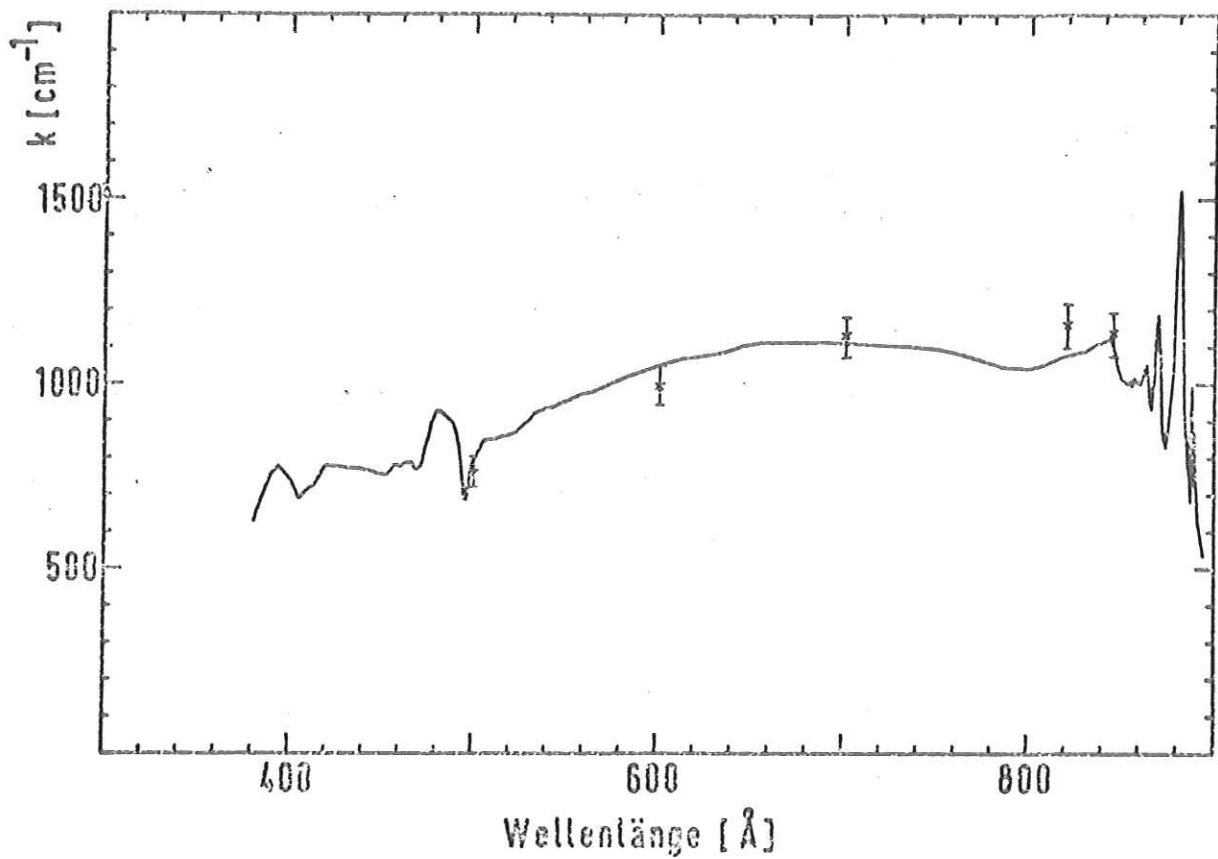


Abb. 23 Absorptionskoeffizient von Krypton (berechnet gemäß (31) aus Abb. 22 mit Hilfe der IBM 360/75; \bar{I} : Samson²²)

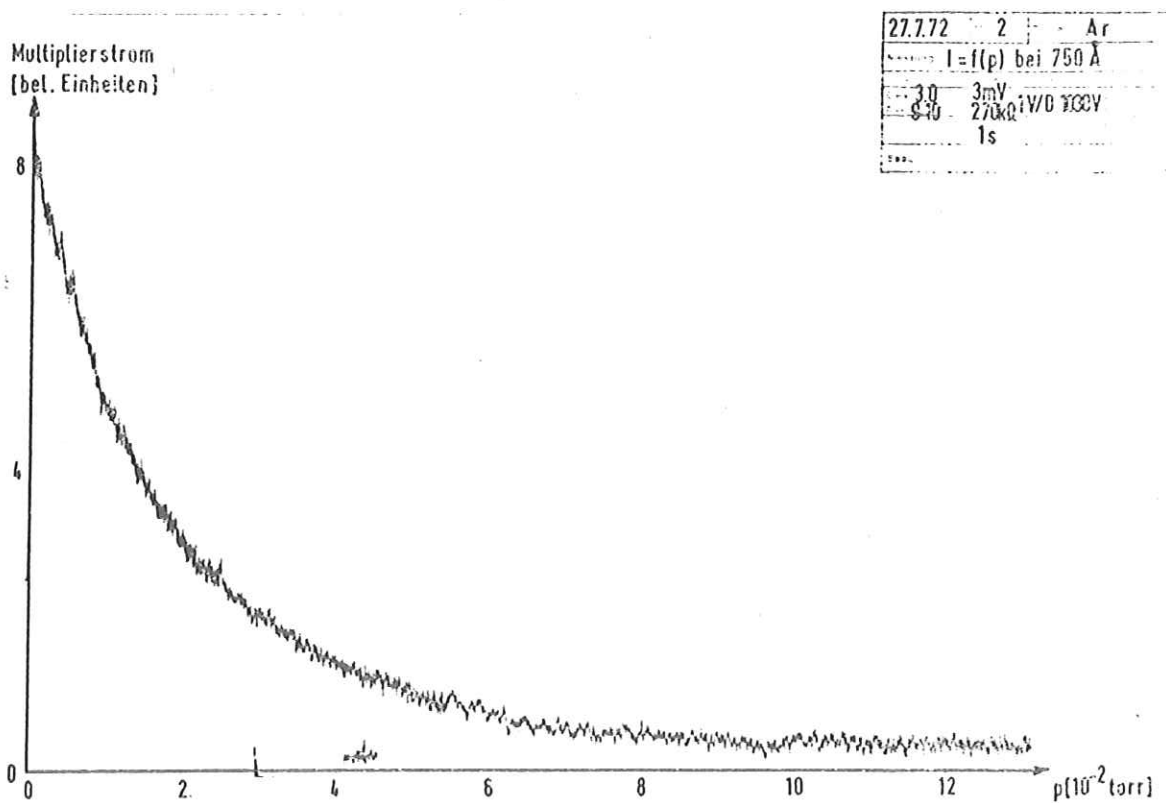


Abb. 24 Transmission von Argon für $\lambda = 750 \text{ \AA}$ in Abhängigkeit vom Druck in der Kammer

- $\lambda > 900 \text{ \AA}$ leisten, da trotz genauer Untersuchung die Linie bei $\lambda = 496 \text{ \AA}$ nicht in 2. Ordnung beobachtet wurde.
- 2) Das Edelgas kann mit anderen Gasen, z.B. Luft oder Wasserdampf, verunreinigt sein, deren Ionisierungsenergie kleiner ist als die der Edelgase. Das führt zu einem zusätzlichen Photoionenstrom. Bei den in dieser Arbeit berücksichtigten Messungen wurden jedoch keine damit verbundenen zusätzlichen Ionisationskanten gefunden, obwohl das Spektrum bis zur 3. Ordnung der Krypton - Autoionisationslinien gemessen wurde.
 - 3) Deshalb scheint das Licht im Wesentlichen aus kurzwelligem Streulicht zu bestehen, das dem Spektrum überlagert ist. Es muß als Anzeichen für eine nicht optimale Justierung oder ein nicht ideales Gitter gewertet werden.

Durch eine Abb. 22 entsprechende Messung mit Argon wurde der Untergrund oberhalb der Ionisierungsgrenze bei $\lambda = 800 \text{ \AA}$ bestimmt. Er war etwa so groß wie der mit Krypton gemessene bei $\lambda = 900 \text{ \AA}$, ein weiteres Indiz dafür, daß es sich nicht um in die 2. Ordnung gebeugtes Licht handelt; denn die Primärintensität ist bei $\lambda = 400 \text{ \AA}$ weniger als halb so groß wie bei $\lambda = 450 \text{ \AA}$ (s. Abb. 22). Da weitere Messungen dieser Art nicht durchgeführt werden konnten, wurde zwischen 300 \AA und 800 \AA ein linearer Anstieg des Untergrundes angenommen. Abb. 23 wurde aus den so korrigierten Strömen i_1 und i_2 aus Abb. 22 berechnet. Es zeigte sich, daß die Korrekturen mit etwa 5 % innerhalb der Fehlergrenzen liegen.

Auch den Ergebnissen der Intensitätsmessungen in Abschnitt E 3.2 liegt eine solche Korrektur zugrunde. Sie sind um knapp 10 % kleiner als die unkorrigierten Werte.

Langwelliges Streulicht, d.h. Licht, dessen Photonenenergie kleiner ist als die Ionisierungsenergie des benutzten Edelgases, verursacht Fehler bei der Bestimmung der Absorptionskoeffizienten mit einem Photomultiplier. Es kann wie folgt nachgewiesen und gemessen werden: Mißt man mit dem

Multipliiert bei einer festen Wellenlänge die Intensität in Abhängigkeit vom Druck in der Kammer, sollte sich ohne Anwesenheit von niederenergetischem Streulicht eine logarithmische Kurve ergeben, die für wachsenden Druck gegen Null konvergiert. Anders ausgedrückt sollte $\log(I_0/I)$ linear vom Druck abhängen, da der Absorptionskoeffizient proportional zum Druck ist. Abb. 24 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung. Evident konvergiert die Intensität gegen einen konstanten Wert $c \neq 0$. Dieser Wert ist ein Maß für das bei der verwendeten Wellenlänge überlagerte Streulicht. Verkleinert man alle Intensitätswerte um diesen Wert, so ist $\log((I_0 - c)/(I - c))$ proportional zum Druck.

E 2.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der Absorptionsmessungen

Die bei den Messungen mit der Doppelionisationskammer auftretenden Fehler werden ausführlich in Abschnitt E 3.3 diskutiert. Bei der Berechnung der Absorptionskoeffizienten aus den gemessenen Werten gemäß (30) und (31) wird nur das Verhältnis i_1/i_2 der Photoionenströme, bzw. I_0/I der Intensitäten benutzt. Deshalb hat die Aufweitung des Elektronenstrahles im Synchrotron, die Fehler bei den Intensitätsmessungen verursacht, zumindest wenn sie sich nicht zu schnell ändert, keinen Einfluß auf das Ergebnis der Absorptionsmessungen. Die übrigen in Abschnitt E 3.3 berücksichtigten Fehlerquellen stören auch bei der Bestimmung der Absorptionskoeffizienten. Sie verursachen einen Fehler von 25 % bei den Messungen am Xenon und einen Fehler von 15 % bei den Ergebnissen für Krypton und Argon. Dagegen ist die zusätzlich bei der Druckmessung entstehende Unsicherheit vernachlässigbar - die Herstellerfirma gibt für den Druckmeßkopf eine Genauigkeit von 0,2 % an. Die bei den Messungen mit dem Photomultiplier durch langwelliges Streulicht zusätzlich auftretenden Fehler werden durch kleinere statistische Fehler aufgewogen.

Bei den ersten Messungen mit Gitter 1 konnten wegen einer nicht ausreichenden Druckstufe nur Drücke bis $p = 2 \cdot 10^{-2}$ torr erreicht werden. Außerdem war die Intensität in dem interessie-

renden Wellenlängenbereich sehr gering (s. Abb. 25), so daß die Photocionenströme sehr klein (etwa 10^{-12} A) waren. Dadurch entstanden die großen Schwankungen bei den Messungen am Xenon.

Insgesamt brachten die Absorptionsmessungen folgende Ergebnisse:

- 1) Die von Samson gemessenen Absorptionskoeffizienten konnten im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt werden.
- 2) Bei der Druckmessung traten keine systematischen Fehler auf.
- 3) Aus der Zahl der aufgelösten Autoionisationslinien konnte die Auflösung bestimmt werden.
- 4) Der Untergrund an langwelligem Streulicht war im allgemeinen vernachlässigbar klein. Wo das nicht der Fall war, sind die in E 2.4 beschriebenen Korrekturen vernünftig.
- 5) Der Untergrund an kurzwelligem Streulicht war kleiner als 5 %. Bei der in Abb. 22 gezeigten Messung, bei der ein größerer Untergrund auftrat, war der dadurch verursachte Fehler kleiner als 10 %.

E 3 Intensitätsmessungen

E 3.1 Monochromator 1

E 3.1.1 mit Aluminiumgitter und Vorspiegel aus Glas

Der Wirkungsgrad des Aluminiumgitters fällt unterhalb von $\lambda = 1350 \text{ \AA}$ sehr schnell ab, so daß nur mit Xenon gemessen wurde, das die niedrigste Ionisierungsenergie besitzt. Das Ergebnis der Intensitätsmessung bei $\lambda = 900 \text{ \AA}$ war

$$\underline{I(3,0\text{GeV}, 30\text{mA}, 900\text{\AA}) = 6,5 \cdot 10^7 \text{ Phot/sec.\AA} \pm 40 \%}$$

Kurve 1 in Abb. 25 zeigt ein mit dem EMI - Multiplier gemessenes Spektrum, das bei 900 \AA auf den obigen Wert normiert wurde. Da Natriumsalizylat in dem überstrichenen Bereich ($\lambda = 600-1600 \text{ \AA}$) eine innerhalb 30 % konstante Quantenausbeute besitzt (s. Samson¹⁶), gibt die Kurve im Wesentlichen den Intensitätsverlauf hinter dem Monochromator wieder. Die unterhalb von $\lambda = 900 \text{ \AA}$ gemessenen Intensitätswerte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit der Kurve überein.

Der oben angegebene Fehler sowie alle bei den nachfolgenden Meßergebnissen angegebenen Fehler werden in Abschnitt E 3.3 begründet.

E 3.1.2 mit großem Goldgitter und Glas- bzw. Goldvorspiegel

Bei Benutzung von Gitter 2 liegt das Maximum der Intensität hinter dem Monochromator in der Nähe von $\lambda = 600 \text{ \AA}$. Deshalb konnte das ganze Spektrum mit Krypton und Argon ausgemessen werden. Die ersten Messungen (Kurve 2 in Abb. 25) ergaben sehr kleine Intensitäten. Deshalb wurde der Glas- spiegel, der seit mindestens neun Monaten in Benutzung gewesen und in dieser Zeit nicht gereinigt worden war, gegen einen neuen goldbedampften Vorspiegel ausgetauscht. Danach wurde mit sonst identischer Apparatur wieder die Intensität gemessen. Das Ergebnis zeigt Kurve 3 in Abb. 25. Die

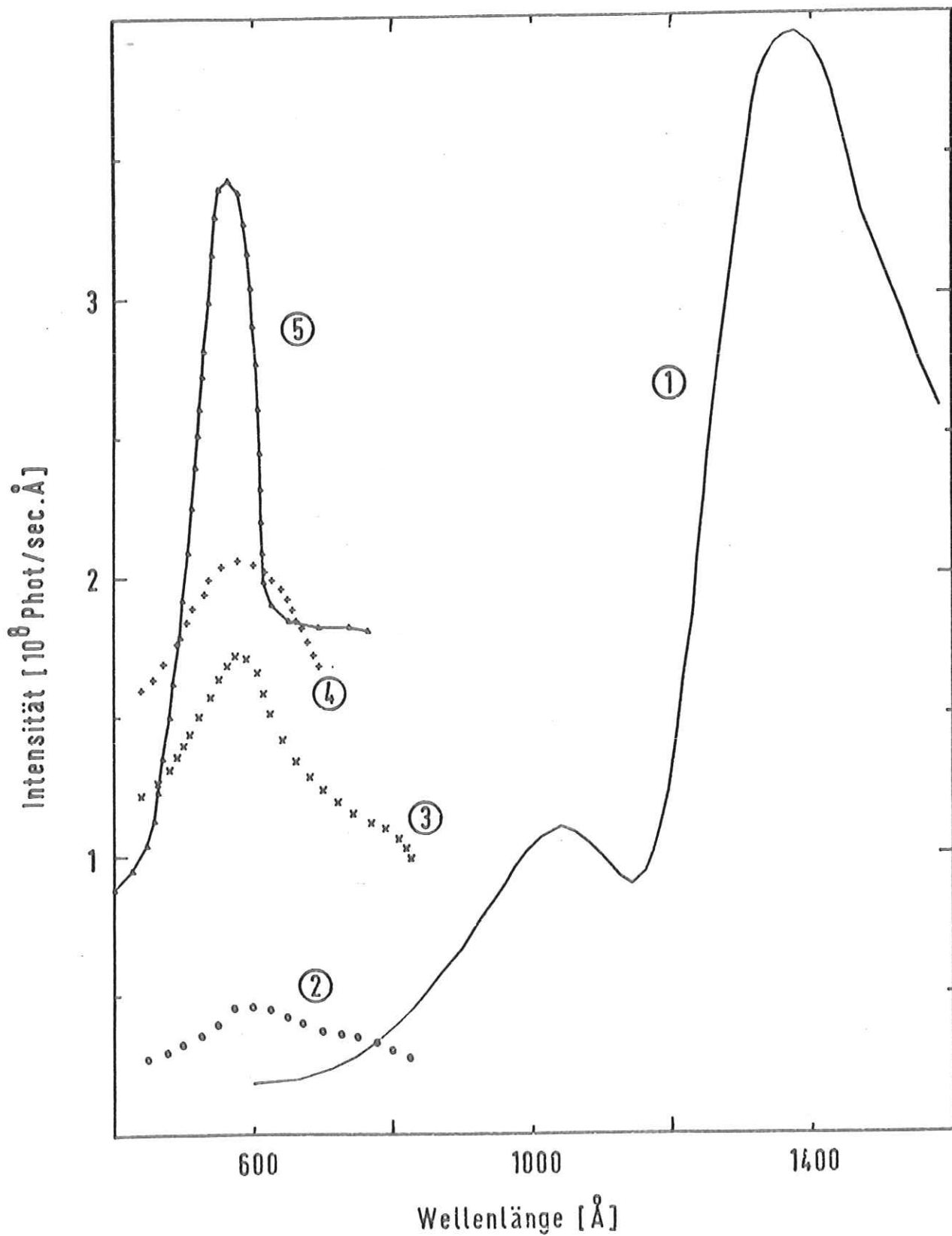


Abb. 25 Intensitäten am Austrittsspalt von Monochromator 1 mit

- 1) Gitter 1 und Vorspiegel aus Glas
- 2) Gitter 2 und Vorspiegel aus Glas
- 3) Gitter 2 und Vorspiegel aus Gold
- 4) Gitter 2 und Vorspiegel aus Gold (neue Justierung)
- 5) Gitter 3 und Vorspiegel aus Gold

Intensität im Maximum ist um den Faktor 3,7 größer geworden. Das stimmt etwa mit den Erwartungen überein: Der alte Vorspiegel war weiter in den Strahl hineingefahren worden und die Intensität am Austrittsspalt in Abhängigkeit von der Spiegelstellung - und damit von der beleuchteten Stelle auf dem Spiegel - gemessen und dabei festgestellt worden, daß die Intensität auf einen 3,3mal so großen Wert anstieg. Da bei dem neuen Spiegel die Intensität unabhängig von der Spiegelstellung war, ist sichergestellt, daß der Intensitätsgewinn nur auf die bessere Oberfläche des Spiegels an der normalerweise nicht beleuchteten Stelle zurückzuführen ist. Bei dem Vergleich der Kurven 2 und 3 in Abb. 25 entsteht eine Unsicherheit dadurch, daß Kurve 2 bei einem Strom von 28-29 mA und Kurve 3 bei einem Strom von 1,5-3,0 mA im Synchrotron aufgenommen wurde (s. E 3.3). Mit Sicherheit aber wurde durch den neuen Vorspiegel eine um den Faktor 3 größere Intensität erreicht.

Wie kritisch bei Messungen der absoluten Intensität die Justierung des Monochromators ist, zeigt der Vergleich der Kurven 3 und 4 in Abb. 25: Durch eine Neujustierung wurde ein 25%iger Gewinn an Intensität erzielt.

Der größte mit Gitter 2 und dem Vorspiegel aus Gold gemessene Wert ist

$$\underline{I(3,0\text{GeV}, 30\text{mA}, 600\text{\AA}) = 2,5 \cdot 10^8 \text{ Phot/sec.\AA} \pm 20 \%}$$

E 3.1.3 mit kleinem Goldgitter und Vorspiegel aus Gold

Es wurde wieder mit Krypton und Argon gemessen. Kurve 5 in Abb. 25 zeigt das Ergebnis. Die Intensität im Maximum des Spektrums betrug

$$\underline{I(4,5\text{GeV}, 30\text{mA}, 600\text{\AA}) = 3,4 \cdot 10^8 \text{ Phot/sec.\AA} \pm 20 \%}$$

Da dieser Wert, wie auch die vorhergehenden, deutlich niedriger war als die Abschätzung und da die Messung an Monochromator 2 (s.E 3.2) Werte ergab, die den Abschätzungen nicht widersprechen, haben wir diese Messung ein halbes Jahr später wiederholt. Da inzwischen ein großer UHV - Rezipient für Pho-

toemissionsmessungen an den Monochromator angeschlossen worden war, mußte die experimentelle Anordnung etwas abgeändert werden: die eigentliche Doppelionisationskammer, d.h. das System aus Eintrittsspalt, Rückstoßplatte, Ionensammelplatten und Abschirmplatte wurde ohne Vakuumkammer innerhalb des Rezipienten hinter den Austrittsspalt des Monochromators montiert. Wegen der Größe des Rezipienten ist es bei diesem Aufbau nicht möglich, ein mit Natriumsalizylat beschichtetes Fenster und einen Multiplier direkt hinter die Ionisationskammer zu montieren. Bei der Messung wurde der ganze Rezipient mit Edelgas gefüllt.

Das Ergebnis dieser Messung war

$$I(5,0\text{GeV}, 30\text{mA}, 800\text{\AA}) = 1,0 \cdot 10^9 \text{ Phot/sec.\AA} \pm 20 \%$$

E 3.2 Monochromator 2 mit kleinem Goldgitter und Vorspiegel aus Glas

Die Messung fand vor der zuletzt beschriebenen statt. Die experimentelle Anordnung entsprach genau der in Abb. 17 beschriebenen. Die Doppelionisationskammer wurde mit Vakuumgehäuse benutzt.

Gemessen wurde wieder mit Krypton und Argon. Der benutzte Vorspiegel war seit mindestens einem Jahr in Gebrauch und in dieser Zeit nicht gereinigt worden. Abb. 22 zeigt das mit Krypton gemessene Spektrum der beiden Photoionenströme i_1 und i_2 . Der Druck in der Kammer und der Strom im Synchrotron waren während der Messung hinreichend konstant, um aus den Kurven die gesamte Intensitätsverteilung berechnen zu können. Die nach Streulichtkorrektur (s. E 2.4) aus dem Spektrum berechnete Intensitätsverteilung zeigt Kurve 1 in Abb. 26. Kurve 2 zeigt ein mit dem Multiplier aufgenommenes Spektrum, das im Maximum an Kurve 1 angepaßt wurde. Die beiden Kurven stimmen gut miteinander überein. Das bedeutet, daß die Quantenausbeute von Natriumsalizylat in dem erfaßten Wellenlängenbereich nahezu konstant ist. Abb. 27 zeigt das genauer: im Bereich zwischen

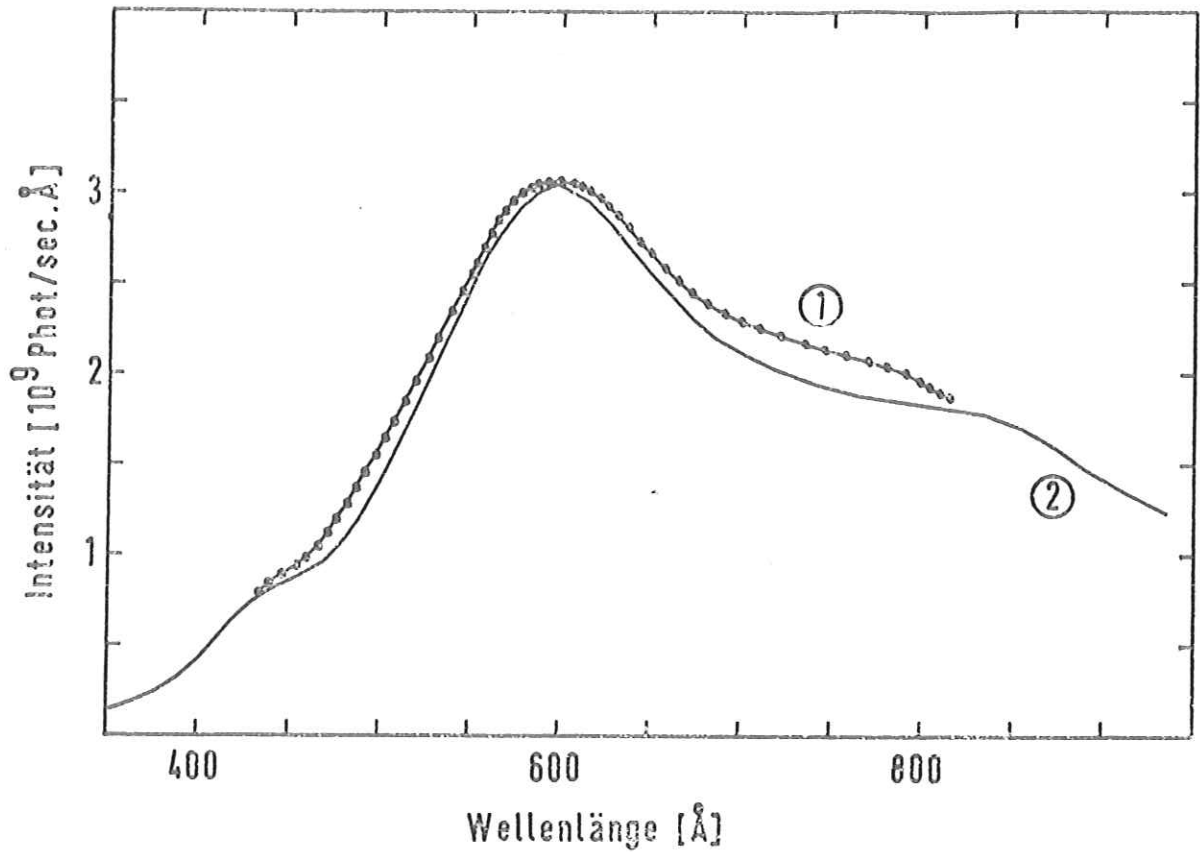


Abb. 26 1) Intensität am Austrittsspalt von Monochromator 2 mit Gitter 3 und Vorspiegel aus Glas (berechnet aus Abb. 2) 2) Mit Multiplier gemessenes direktes Spektrum, im Maximum an 1) angepaßt

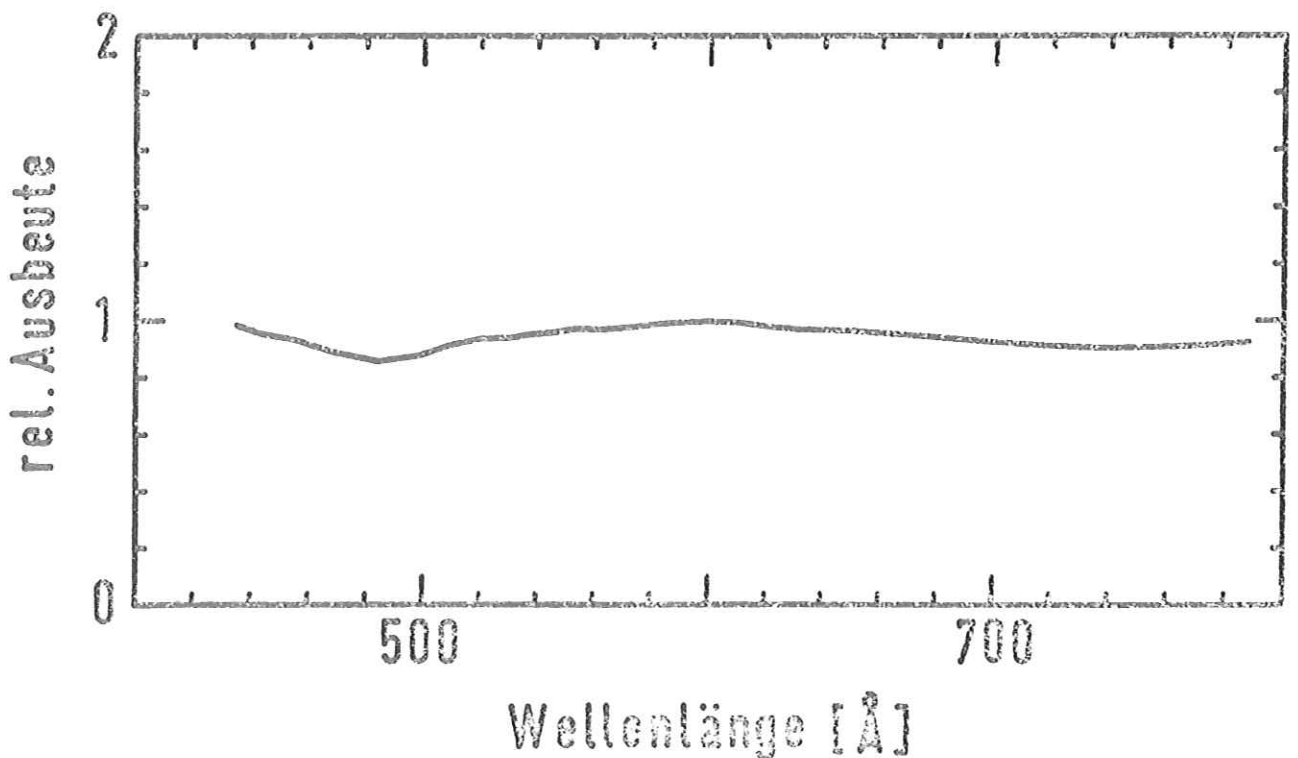


Abb. 27 Relative Quantenausbeute von Natriumsalicylat (berechnet aus Abb. 26 mit Hilfe der IBM 360/75)

400 Å und 800 Å ist die Quantenausbeute von Natriumsalicylat innerhalb $\pm 3,5\%$ konstant. Die Abweichungen von der Konstanz liegen innerhalb der Meßfehlergrenzen.

Die Intensität im Maximum des Spektrums betrug bei diesen Versuchsbedingungen

$$I(5,0\text{GeV}, 30\text{mA}, 600\text{Å}) = 3,1 \cdot 10^9 \text{ Phot/sec.Å} \pm 30\%$$

E 3.3 Fehlerdiskussion

Messungen absoluter Intensitäten an einem Großbeschleuniger sind schwierig, da man die Betriebsbedingungen der Lichtquelle nicht frei wählen und optimieren kann. Das hat, bedingt durch Stromänderungen im Synchrotron, starke Intensitätsunterschiede hinter dem Austrittsspalt eines Monochromators zur Folge. Kurzzeitige Intensitätsschwankungen entstehen durch Unregelmäßigkeiten beim Betrieb des Synchrotrons wie Stromschwankungen, Ausfall einzelner Pulse und Änderung der Geometrie des Elektronenstrahles.

Im Einzelnen haben die bei den hier vorgelegten Intensitätsmessungen auftretenden Fehler folgende Ursachen:

- 1) Kurzzeitige Schwankungen der Primärintensität durch Stromschwankungen im Synchrotron konnten nicht eliminiert werden, da die beiden Photoionenströme nicht simultan, sondern nur in einem zeitlichen Abstand von etwa einer Minute gemessen werden konnten. Ein gutes Maß für die dadurch verursachten Abweichungen ist die statistische Streuung der unter ähnlichen Bedingungen gemessenen Werte. Die Schwankungen wirken sich um so stärker aus, je geringer der Druck in der Kammer, je kleiner also die Differenz $i_1 - i_2$ in Gleichung (26) ist. Bei den unter E 3.1.1 beschriebenen Messungen war die Druckstufe noch so schlecht, daß maximal ein Druck von $2 \cdot 10^{-2}$ torr in der Kammer erreicht werden konnte. Das bewirkte einen großen statistischen Fehler von 30 %.

Eine verbesserte Druckstufe, die Drücke bis in den

10^{-1} torr - Bereich erlaubte, und bessere Maschinenbedingungen bewirkten bei allen späteren Messungen sehr viel kleinere statistische Fehler von höchstens 5 %.

- 2) In den oben angegebenen statistischen Fehlern ist ein weiterer Fehler enthalten, der vom Synchrotron verursacht wird: Die Elektronen führen im Synchrotron Betatron- und Synchrotronschwingungen aus, die bewirken, daß sie sich im Magnetfeld nicht genau auf einer Kreistahn bewegen. Dadurch wird der Elektronenstrahl aufgeweitet, und die Lichtquelle, die das Gitter bestrahlt, ist nicht mehr punktförmig. Der vom Gitter erzeugte Fokus ist ein Abbild dieser Lichtquelle. Je größer die Strahlaufweitung ist, desto mehr unterscheidet sich der Fokus von einem Punkt. Bei DESY können die Elektronen mit zwei verschiedenen Linearbeschleunigern (LINAC I,II) auf 40 MeV bzw. 400 MeV vorbeschleunigt werden. Mit LINAC I werden Ströme bis zu 10 mA, mit LINAC II Ströme bis etwa 40 mA erreicht. Werden die Elektronen mit LINAC II vorbeschleunigt, ist die Strahlaufweitung zeitweilig so groß, daß der Fokus länger als 1 cm ist (parallel zur Ebene des Synchrotrons). Bei Monochromator 1 steht die Dispersionsebene senkrecht auf der Ebene des Synchrotrons, der Austrittsspalt ist also parallel zu ihr. Da der Eintrittsspalt der Ionisationskammer nur 4 mm lang ist, gelangt bei Monochromator 1 bei großer Strahlaufweitung nicht alle Intensität in die Kammer.

Diese Fehlerquelle macht sich darin bemerkbar, daß bei großen Strömen im Synchrotron gemessene Intensitäten, umgerechnet auf 30 mA, kleinere Werte ergeben als die bei kleinen Strömen gemessenen. Es kam aber auch vor, daß durch schwankende Strahlaufweitungen die Photoionenströme trotz konstanten Stroms im Synchrotron um 40 % vom Maximalwert abwichen.

Die durch diesen Effekt verursachten Abweichungen sind in obigen Fehlern enthalten, da bei den in E 3.1.1 - E 3.1.3 angegebenen Werten Messungen bei verschiedenen Stromstärken und Maschinenbedingungen berücksichtigt wurden.

- 3) Die dritte wesentliche Fehlerquelle ist das kurzwellige Streulicht, das zu hohe Intensitäten von Licht bestimmter Wellenlänge vortäuschen kann. Wie in E 2.4 beschrieben, kann aus Diagrammen, wie Abb. 22 sie zeigt, kurzwelliges Streulicht bei bestimmten Wellenlängen gemessen werden. Durch lineare Interpolation erhält man in erster Näherung das dem Spektrum überlagerte Streulicht. Messungen dieser Art zeigten, daß auch im ungünstigsten Fall der Streulichtanteil höchstens 10 % war.
- 4) Das Strommeßgerät und die Doppelionisationskammer bilden kleinere Fehlerquellen. Der Hersteller gibt eine Meßgenauigkeit des Strommeßgerätes von 2-3 % an. Ein Vergleich mit einem empfindlicheren Strommeßgerät (Keithley Modell 614) zeigte innerhalb der durch das Synchrotron bedingten Schwankungen übereinstimmende Werte.

Bei den an der Kammer benutzten Spannungen traten Dunkelströme von etwa 10^{-13} A auf, die eine Ohmsche Abhängigkeit von der Spannung zeigten. Diese wurden gemessen und von den Meßströmen abgezogen. Messungen bei verschiedenen Strömen im Synchrotron zeigten die Richtigkeit dieser Korrektur durch die Konstanz des Verhältnisses i_1/i_2 . Außerdem waren bei den meisten Messungen die Meßströme um zwei bis drei Größenordnungen größer als die Dunkelströme, so daß der dadurch verursachte Fehler vernachlässigbar ist.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Genauigkeit der Intensitätsmessungen mit dem Aluminiumgitter etwa 40 % ist. Die Unsicherheit bei den Messungen mit den Goldgittern beträgt ungefähr 20 %.

Messung	Monochromator	Gitter	Zustand	Vorspiegel	Zustand	Abgesch. Wert (Phot/sec.Å)	Gemessener Wert (Phot/sec.Å)
1	1	1	Strahlungs- schäden	Glas	verschmutzte Oberfläche	6,1.10 ⁹ (s. C 2.1.1)	(6,5.10 ⁷) (s. E 3.1.1)
2	1	2	verst. Oberfl. Strahlungssch.	Gold	neu		(2,5.10 ⁸) (s. E 3.1.2)
3	1	3	neu	Gold	neu	7,0.10 ⁹ (s. C 2.1.2)	(3,4.10 ⁸) (s. E 3.1.3)
4	2	3	neu	Glas	verschmutzte Oberfläche	9,6.10 ⁹ (s. C 2.2)	3,1.10 ⁹ (s. E 3.2)
5	1	3	verändertes Spektrum	Gold	verminderte Reflektivität	7,0.10 ⁹ (s. C 2.1.2)	1,0.10 ⁹ (s. E 3.1.3)

Tabelle 3 Vergleich der gemessenen Intensitäten mit den abgeschätzten Werten

E 3.4 Diskussion der Ergebnisse der Intensitätsmessungen

Der mit dem Aluminiumgitter gemessene Wert unterscheidet sich vom berechneten etwa um den Faktor 100. Die bei Messung 3 mit dem kleinen Goldgitter an Monochromator 1 gemessene Intensität ist um den Faktor 20 kleiner als der abgeschätzte Wert. Berücksichtigt man, daß Messung 1 mit einem alten Glasspiegel, dessen Reflektivität durch Strahlungsschäden und Verschmutzung der Oberfläche etwa um den Faktor 3 vermindert war (s. E 3.1.2), und einem alten Gitter, dessen Wirkungsgrad nicht experimentell bestimmt worden war, durchgeführt wurde, so ist das damit erhaltene Ergebnis nicht schlechter als bei den Messungen 2 und 3.

Die Ursache für die große Diskrepanz zwischen Abschätzung und Experiment bei den Messungen 1 und 3 konnte nicht befriedigend erklärt werden. Da der Wirkungsgrad von Gitter 3 experimentell bestimmt wurde, scheidet das Gitter als wesentliche Fehlerquelle aus. Die Reflektivitäten der Vorspiegel konnten nicht gemessen werden. Große Fehler durch Strahlungsschäden und Verschmutzung sind jedoch unwahrscheinlich, da die Messungen 2 und 3 die ersten Experimente mit dem neuen Spiegel nach Einbau waren. Uns sind keine besseren Messungen der optischen Konstanten von Glas und Gold bekannt als die von Platzöder¹³. Die daraus berechneten Reflektivitäten werden zudem durch die Messungen 4 und 5 im Wesentlichen bestätigt.

Da bei allen Messungen die sich ergebenden Absorptionskoeffizienten in Übereinstimmung mit den Literaturwerten waren, wurde das Verhältnis i_1/i_2 richtig gemessen. Da außerdem das Strommeßgerät durch Vergleich mit einem anderen überprüft wurde (s. E 3.3), kann die Diskrepanz nicht der Meßapparatur, d.h. Doppelionisationskammer und Strommeßgerät, zugeschrieben werden, zumal Messung 4 mit identischer Apparatur durchgeführt wurde.

Zur Erklärung der Ergebnisse der Messungen 1 bis 3 bleibt also nur eine schlechte Justierung. Offensichtlich hängt die

Intensität am Austrittsspalt stark von der Justierung ab (siehe z.B. Abb. 25). Gegen eine schlechte Justierung sprechen jedoch folgende Gründe:

- 1) Mit drei verschiedenen Gittern und bei mehreren sorgfältigen Gitter-, Spalt- und Kammerjustierungen wurden immer wieder sich im Wesentlichen entsprechende Werte gemessen (s. Abb. 25).
- 2) Eine so schlechte Justierung des Vorspiegels, daß sie die großen Unterschiede erklären würde, ist nicht möglich, da zur gleichen Zeit auf der oberen Experimentierfläche auch mit dem kurzwelligen Anteil der Synchrotronstrahlung experimentiert wurde, das horizontal emittierte Licht den Vorspiegel also getroffen hat.
- 3) Am Monochromator 1 ist eine gute Justierung leichter als am Monochromator 2, da man dazu die sichtbare Komponente der Synchrotronstrahlung benutzen kann, was auf der unteren Experimentierfläche aus Sicherheitsgründen nicht möglich ist.

Aus diesen Gründen sind als Ursache nur noch ein systematischer Fehler bei der Justierung, d.h. ein Fehler, der jedesmal wiederholt wurde, eine schlechte Strahlführung vor dem Monochromator, die bei dem Umbau für die Photoemissionsmessungen geändert worden sein könnte, oder eine Lagenänderung des Strahles im Synchrotron denkbar (vor Messung 5 lag die zweimonatige Pause im Synchrotronbetrieb.).

Bei Messung 4 an Monochromator 2 unterscheiden sich Abschätzung und Experiment nur um den Faktor 3. Beachtet man, daß die Messung mit einem Vorspiegel durchgeführt wurde, der seit mindestens einem Jahr benutzt und in dieser Zeit nicht gereinigt worden war, so ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sehr gut; denn der Unterschied ist genau so groß, wie er für einen alten und einen neuen Vorspiegel gemessen wurde (s. E 3.1.2). Die Messung zeigt, daß die Apparatur einwandfrei arbeitet.

Bei Messung 5 an Monochromator 1, die mit einem etwas geänderten experimentellen Aufbau durchgeführt wurde (s. E 3.1.3),

ist die gemessene Intensität um den Faktor 7 geringer als die berechnete. Bei dieser Messung war aber der Vorspiegel seit einem halben Jahr in Benutzung. Die Verschiebung der beleuchteten Fläche auf dem Spiegel ergab eine Steigerung der Intensität um 40 %, so daß sich der Faktor auf 5 verringert. Ein Vergleich eines bei Messung 5 aufgenommenen direkten Spektrums (Abb. 28) mit einem früheren Spektrum (Abb. 26) zeigt eine deutliche Veränderung der Spektralverteilung. Nach früher gemachten Erfahrungen ist eine solche Änderung, die auf eine Verschmutzung der Oberfläche des Gitters zurückzuführen ist, immer mit einem starken Intensitätsverlust im ganzen Spektralbereich verbunden. Messung und Abschätzung widersprechen sich also nicht, da der Unterschied wahrscheinlich allein auf das Gitter zurückzuführen ist.

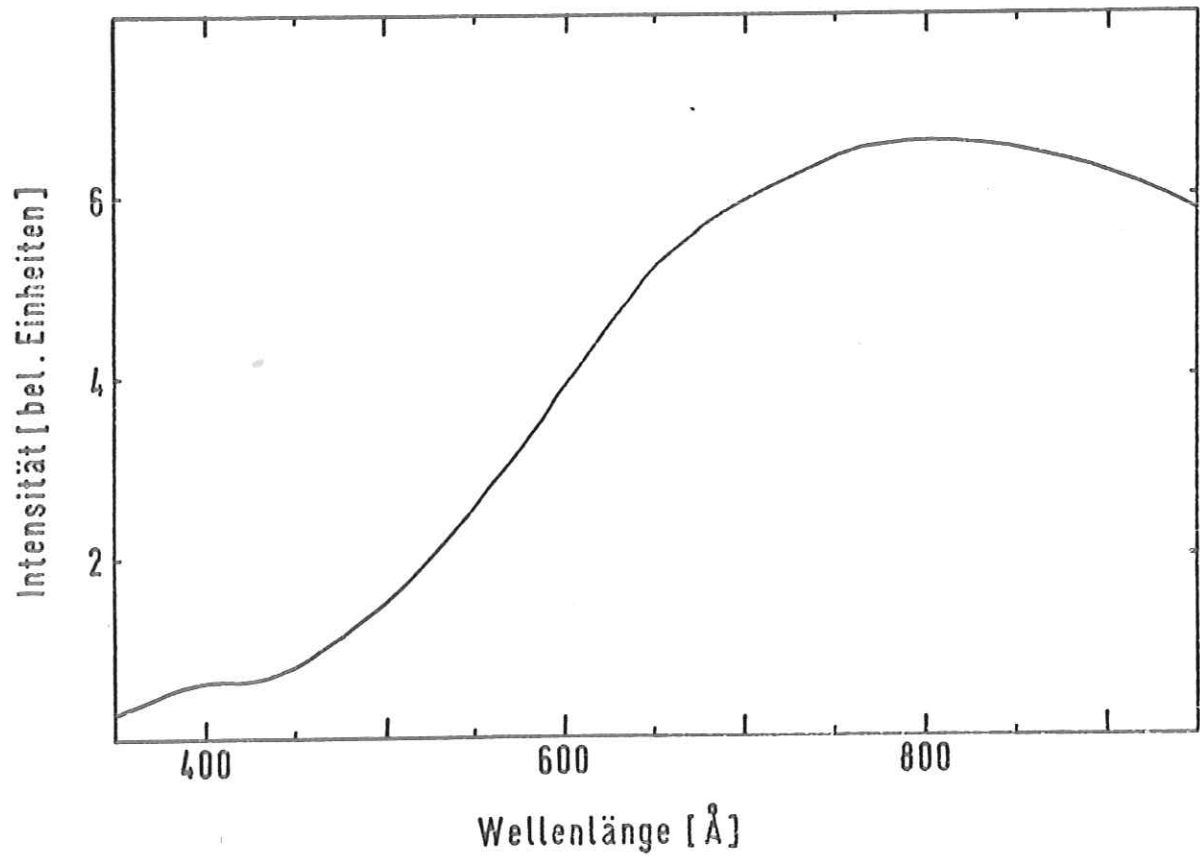


Abb. 28 Direktes Spektrum von Gitter 3 (ein halbes Jahr nach Abb. 26)

F Zusammenfassung
=====

Die vorliegende Arbeit beschreibt die ersten Messungen der absoluten Intensität der Synchrotronstrahlung im VUV, die hinter Normalinzidenzmonochromatoren für Experimente zur Verfügung steht. Unter optimalen Bedingungen wurden mit einem mit Gold bedampften Replica - Gitter der Firma Bausch & Lomb bei $\lambda = 600 \text{ \AA}$ Intensitäten in der Größenordnung von $5 \cdot 10^9 \text{ Phot/sec. \AA}$ gemessen. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit Abschätzungen der Intensität der Synchrotronstrahlung, die die Reflektivitäten der Vorspiegel und die Wirkungsgrade der Gitter berücksichtigen.

Die gefundenen Unterschiede zwischen den erwarteten und den tatsächlich gemessenen Intensitäten werden für die verschiedenen untersuchten Anordnungen diskutiert. Sie lassen sich im Wesentlichen auf den Zustand der Vorspiegel und der Gitteroberflächen zurückführen.

Die berechneten Werte werden im Experiment nur unter optimalen Bedingungen erreicht, d.h. mit neuem Gitter, sauberem Vorspiegel und bei optimalen Betriebsbedingungen des Synchrotrons. Bei Dauerbetrieb sind dagegen unter Umständen um ein bis zwei Größenordnungen kleinere Intensitäten möglich. Die Experimente haben deutlich gezeigt, daß Angaben der absoluten Intensität nur für den jeweils benutzten Aufbau mit der zuletzt durchgeführten Justierung sinnvoll sind. Jede Änderung des Strahlenganges, insbesondere jeder Wechsel eines optischen Elementes, ist kritisch und kann erhebliche Intensitätsveränderungen zur Folge haben.

Ist bei einem Experiment die genaue Kenntnis der Lichtintensität notwendig, so empfiehlt sich eine Intensitätsbestimmung direkt vor oder nach der Messung. Am günstigsten wäre es, die Ionisationskammer und das Experiment in einem Strahl hintereinander aufzubauen.

Nach den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten und den dabei gesammelten Erfahrungen werden Messungen von absoluten Intensitäten routinemäßig durchführbar sein.

Literaturverzeichnis

1. D. Blechschmidt, Dissertation, Universität München, 1971
2. J.A.R. Samson, Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, Wiley, New York 1967
3. E.C. Bruner, Jr., J.Opt.Soc.Am. 59, 204 (1969)
4. J. Schwinger, Phys.Rev. 75, 1912 (1949)
5. J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley, New York 1967
6. R. Haensel, C. Kunz, Z.Angew.Phys. 23, 276 (1967)
7. R.P. Godwin, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 51 (1969)
8. M. Skibowski, W. Steinmann, J.Opt.Soc.Am. 57, 112 (1967)
9. M. Skibowski, Dissertation, Universität München, 1967
10. E.E. Koch, Dissertation, Universität München, 1972
11. R. Klucker, unveröffentlicht
12. D.L. Greenaway and W. Harbeke, Optical Properties and Band Structure of Semiconductors, Pergamon Press, New York 1968
13. K. Platzöder, Diplomarbeit, Universität München, 1967
14. W.R. Hunter, Optica Acta 9, 255 (1962)
15. J.A. Kinsinger, W.L. Stebbings, R.A. Valenzi, J.W. Taylor in D.A. Shirley (Editor), Electron Spectroscopy, North Holland Publishing Company, Amsterdam, London 1972
16. J.A.R. Samson, J.Opt.Soc.Am. 54, 6 (1964)
17. F.M. Matsunaga, R.S. Jackson, K. Watanabe, J.Quant.Spectroscopy Radiat.Transfer 5, 329 (1965)
18. A. Sommerfeld, Wave Mechanics, Methuen, London 1930, S.181
19. R.E. Huffman, Y. Tanaka, J.C. Larrabee, J.Chem.Phys. 39, 902 (1963)
20. J.A.R. Samson, J.Opt.Soc.Am. 54, 842 (1964)
21. R.E. Huffman, Y. Tanaka, J.C. Larrabee, Appl.Opt. 2, 942 (1963)
22. J.A.R. Samson, in Advances in Atomic and Molecular Physics, eds. D.R. Bates and I. Estermann, Academic, New York 1966, Vol.II
23. J.A.R. Samson, J.Opt.Soc.Am. 54, 420 (1964)
24. H. Beutler, Z.Phys. 93, 177 (1935)

Die vorliegende Arbeit entstand in der Abteilung Synchrotronstrahlung des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg.

Allen Mitgliedern der Forschungsgruppe F 41 am Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg, die mit mir die Ergebnisse der Experimente diskutiert haben, möchte ich an dieser Stelle danken.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Dr. M. Skibowski und Dr. E.-E. Koch. Zahlreiche anregende Diskussionen mit ihnen waren mir eine große Hilfe bei der Durchführung und Fertigstellung der Arbeit.

Herrn Dipl.-Phys. W. Zierau und Herrn Dipl.-Phys. N. Schwentner danke ich für ihre Hilfe bei der Durchführung der Experimente. Herr V. Saile erleichterte mir die Einarbeitung durch viele Ratschläge und Gespräche.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Benutzung der angegebenen Quellen angefertigt zu haben.

