

Diplomarbeit

Aufbau einer gepulsten Photoelektronenquelle für atomare und molekulare Stoßexperimente

vorgelegt von

Steffen Lüdemann

geb. am 12.12.1980 in Schlema

Studiengang Physikalische Technik
Studienrichtung Physikalische Technologien

Westfälische Hochschule Zwickau
Fachbereich Physikalische Technik / Informatik
Fachgruppe Physikalische Technik

Betreuer, Einrichtung: Prof. Dr. W. Zahn, Westfälische Hochschule Zwickau
Dr. C. D. Schröter, Max-Planck-Institut für Kernphysik,
Heidelberg

Abgabetermin: 22.01.2008

Autorenreferat

Die COLTRIMS-Technik (COLd Target Recoil-Ion Momentum Spectroscopy) wird seit vielen Jahren erfolgreich eingesetzt, um kinematisch vollständige Experimente zur Dynamik der Elektronenstoßionisation und -anregung von Atomen und Molekülen durchzuführen. Messungen nahe der Ionisationsschwelle sind insbesondere schwierig, da die Wirkungsquerschnitte sehr klein werden. Weiterhin erfordern diese Experimente kurzgepulste (500 ps), energiescharfe (10 meV), am Targetort gut kollimierte (100 μm) Elektronenstrahlen hoher Repetitionsrate (3 MHz). Um diese Anforderungen zu erfüllen, wurde eine Photoemissions-Elektronenquelle aufgebaut, die in die Elektronenstoß-Apparatur, dem sog. Reaktions Mikroskop integriert werden soll. Die für den Betrieb der Elektronenquelle benötigten GaAs/AlGaAs-Heterostruktur-Photokathoden wurden in einem Mehrkammer-Ultrahochvakuum-Präparationssystem zu negativer Elektronenaffinität aktiviert, so dass nach Laseranregung ($\lambda = 650 \text{ nm}$) in der Photoelektronenquelle die Elektronenemission gelingt. Die Lebensdauer einer in der Photoelektronenquelle eingebauten GaAs-Photokathode wurde zu $3,22 \pm 0,02$ Tage, die Quanteneffizienz zu 0,66 % bestimmt. Ein Funktionstest der im extremen Ultrahochvakuum arbeitenden Photoemissionsquelle wurde erfolgreich abgeschlossen und demonstriert die Einsatzfähigkeit der Quelle für die anstehenden kinematisch vollständige Stoßexperimente.

Abstract

Since years the COLTRIMS (COLd Target Recoil-Ion Momentum Spectroscopy) technique is successfully used to perform kinematically complete experiments on the dynamics of electron-impact ionization and excitation of atoms and molecules. Measurements near ionization threshold are particularly difficult due to the very small cross sections. These experiments demand short-pulsed (500 ps), ultra-cold (10 meV) electron beams with a beam diameter of 100 μm at the target and a high pulse-repetition rate (3 MHz). To satisfy these specifications a photoelectron gun has been built, which will be attached to the electron-impact apparatus, the so-called reaction microscope. GaAs/AlGaAs heterostructure photocathodes were activated to negative electron affinity using a multi-chamber extremely high vacuum preparation set-up. The laser diode for the photoelectron emission source operates at 650 nm. In the source a heterostructure cathode lifetime of $3,22 \pm 0,02$ days and a quantum efficiency of 0,66 % have been achieved. The new photoelectron gun has been successfully tested demonstrating clearly the gun's use in upcoming kinematically complete electron-impact experiments.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
2	Theoretische Grundlagen	10
2.1	Struktur von III-V-Halbleiterkristallen	10
2.2	Das Bändermodell	12
2.3	Die Negative Elektronenaffinität	13
2.4	Das Dipolmodell	15
2.5	Modell der Photoemission	16
3	Das Präparationssystem	18
3.1	Experimenteller Aufbau	18
3.2	Präparation der Photokathoden	22
3.2.1	Chemische Vorreinigung und Montage	22
3.2.2	Thermische Endreinigung	24
3.2.3	Aktivierung der GaAs-Kristalle	24
3.2.4	Aufbau der Photokathode	25
4	Die Photoemissionsquelle	27
4.1	Die bestehende Photoemissionsquelle	27
4.2	Die neue Photoemissionsquelle	28
4.2.1	Anforderungen an die neue Quelle	28
4.2.2	Der Trägerflansch	29
4.2.3	Die Elektronenoptik	30
4.3	Aufbau der Elektronenkanonenkammer	33
4.4	Das Detektorsystem	34
4.4.1	Der positionsempfindliche Detektor	35
4.4.2	Die Microchannelplates	36
4.4.3	Die Delay-Line-Anode	37
5	Test der neuen Photoemissionsquelle	39
5.1	Simulationsrechnungen	39
5.2	Funktions tests	42
5.2.1	Der Aufbau mit Haarnadelkathode	42

5.2.2	Der Aufbau mit Photokathode	44
6	Ergebnisse	47
6.1	Restgasspektren	47
6.2	Photokathodenaktivierung	49
6.3	Lebensdauerermessung	53
7	Zusammenfassung	55
8	Ausblick	57
	Literaturverzeichnis	58
	Anhang	60
A	Konstruktionszeichnungen	60

Abkürzungsverzeichnis

AlAs	Aluminiumarsenid
BBR	bent band region
bcc	body centered cubic
C	Kohlenstoff
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CF	conflat
CO	Kohlenmonoxid
CO ₂	Kohlendioxid
Cs	Cäsium
Cs ₂ O	Dicäsiumoxid
CuCl	Kupferchlorid
CuZr	Kupfer-Zirkonium
d	Durchmesser
eV	Elektronenvolt
ESU	Elektro-Schlacke-Umschmelzverfahren
fcc	face centered cubic
FWHM	full width half maximum
Ga	Gallium
GaAs	Galliumarsenid
GaP	Galliumphosphid
H ₂	Wasserstoff
H ₂ O	Wasser
H ₂ O ₂	Wasserstoffperoxid
H ₂ SO ₄	Schwefelsäure
InAs	Indiumarsenid
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
l	Länge
MCP	micro channel plate
N ₂	Stickstoff
NEA	negative Elektronenaffinität

NEG	non evaporable getter
O ₂	Sauerstoff
S	Schwefel
SHV	safe high voltage
Si	Silicium
Skt.	Skalenteile, Abb. 5.3
Ta	Tantal
TiZrY	Titan-Zirkonium-Yttrium-Legierung
UHV	Ultra-Hoch-Vakuum
XHV	Extremely High Vacuum
Zn	Zink
ZnS	Zinksulfid
ZnTe	Zinktellurid

Kurzzeichenverzeichnis

Kurzzeichen	Maßeinheit	Erläuterung
α	μm^{-1}	Photonenabsorptionskoeffizient
ϵ		Dielektrizitätskonstante
λ	nm	Wellenlänge
ν	s^{-1}	Frequenz
φ	eV	Austrittsarbeit
χ	eV	Affinität
χ_{eff}	eV	negative Elektronenaffinität
d	mm	Durchmesser
d_{BBR}	nm	Breite der Bandbiegungszone
e	C	Elektrische Elementarladung
h	J · s	Planck-Konstante
k_B	J/K	Boltzmann-Konstante
n	cm^{-3}	Elektronenkonzentration
$n_{Elektronen}$		Anzahl emittierter Elektronen
$n_{Photonen}$		Anzahl eingestrahelter Photonen
n_i	cm^{-3}	Eigenleitungskonzentration
p	cm^{-3}	Defektelektronenkonzentration
p	mbar	Druck
r	mm	Radius
z	μm	Eindringtiefe der Photonen
E_F	eV	Fermi-Energie
E_G	eV	Energiebreite der verbotenen Zone
E_i	eV	Fermi-Energie bei Eigenleitung
E_{LBM}	eV	Energie des Leitungsbandminimums
E_{Vak}	eV	Vakuumenergie
E_{VBM}	eV	Energie des Valenzbandmaximums
I	A	Elektrische Stromstärke
P	W	Elektrische Leistung
T	K	Temperatur
V_{BBR}	eV	Energie der Bandbiegungszone
Y		Quanteneffizienz

1 Einleitung

In den vergangenen 38 Jahren haben sog. (e,2e)-Experimente, in denen die Impulsvektoren zweier auslaufender Elektronen nach Einfachionisation im Elektronenstoß simultan vermessen werden und die Reaktion damit kinematisch vollständig bestimmt ist, grundlegend zum Verständnis der Dynamik der Ionisation beigetragen. Verschiedene Forschungsgruppen haben in einer Vielzahl von Experimenten die Ionisation von Atomen und Molekülen bei Elektronenenergien bis in den relativistischen Bereich untersucht. Das 3-Körper-Coulomb-Kontinuum wurde detailliert erforscht und das Compton-Profil gebundener Zustände in Atomen und Molekülen präzise vermessen. Zum Verständnis der dynamischen Elektron-Elektron-Wechselwirkung sind (e,3e)-Experimente fundamental wichtig, bei denen analog drei auslaufende Elektronen koinzident vermessen werden, da sie die kinematisch vollständige Untersuchung der Doppelionisation im Elektronenstoß erlauben. Das erste (e,3e)-Experiment an Helium, das also präzisen Aufschluss über die Rolle der Elektron-Elektron-Wechselwirkung bei der Doppelionisation am einfachsten Atom mit „mehreren“ Elektronen gibt, war nach enormen experimentellen Anstrengungen erst im Jahre 1998 realisiert worden. Bei Elektronenstoßexperimenten zur Einfach- oder Doppelionisation nahe der Ionisationsschwellen erschweren zusätzliche Hürden den experimentellen Zugang. Ein erstes Experiment zur Helium-Doppelionisation bei einer Elektronenprimärenergie von 84 eV, d.h. 5 eV über der Ionisationsschwelle, gelang letztes Jahr in der Arbeitsgruppe Ullrich, trotz des sehr kleinen Wirkungsquerschnitts von nur $1 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$. Das sehr ungünstige Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation von $3 \cdot 10^{-5}$ erschwerte dabei diese Messungen enorm. Nach 4 Wochen Meßzeit zeigen daher die bisher erhaltenen koinzidenten Messdaten noch geringe statistische Signifikanz.

Die Messung wurde unter Verwendung eines sog. Reaktionsmikroskops durchgeführt, bei dem die Impulse der Heliumfragmente in einer Elektron-Elektron-Rückstoßionen-Koinzidenz spektroskopiert, das Projektilektron selbst jedoch nicht analysiert wird. Mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Führungsfeldern werden die aus dem Stoß hervorgehenden geladenen Fragmente auf großflächige positions- und zeitempfindliche Detektoren abgebildet, durch Messung der jeweiligen Flugzeiten und Auftrefforte auf den Detektoren dann die Anfangsimpulse der Ionen und Elektronen eindeutig bestimmt. Der experimentell zugängliche Raumwinkel ist für beide Teilchensorten annähernd 4π , wodurch diese sehr schwierigen Experimente erst ermöglicht werden.

Experimente zur Ionisation nahe der Ionisationsschwelle erfordern wegen der sehr kleinen

Wirkungsquerschnitte, der Verwendung von Flugzeitspektrometern und der benötigten Impulsauflösung für die erzeugten Elektronen eine pulsare Elektronenkanone mit einem Ortsfokus von etwa $100\ \mu\text{m}$. Damit wird die direkte Koinzidenz mit jedem einzelnen Projektil-elektron vermieden und das benötigte Zeitsignal für die Flugzeitmessung der Elektronen und Ionen bereitgestellt. Als Parameter werden maximale Pulsbreiten von 500 ps bei Repe-titionsraten von maximal 3 MHz und einem Strom von wenigen Nanoampere gefordert.

Das erste schwellennahe Ionisationsexperiment wurde mit einer herkömmlichen Elektronen-kanone mit Haarnadelkathode durchgeführt, deren Wehneltzylinder mit einem Pulsgenerator gepulst wurde. Mit dieser Lösung wurde eine Elektronenpulsbreite von $1,5 - 2\ \text{ns}$ und eine Größe des Fokusflecks am Heliumtargetort von $1,5\ \text{mm}$ Durchmesser erreicht. Die Wieder-holffrequenz des Generators war auf 180 kHz limitiert. Um die geforderten Werte realisieren zu können, und damit keine Einschränkungen bei der Impulsauflösung des Experimentes eingehen zu müssen, wurde eine gepulste Elektronenquelle aufgebaut, die mittels Photoio-nisation aus einem GaAs-Kristall mit einem kurz-gepulsten Laserdioden-System realisiert wurde. Diese Photoemissionsquelle war zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit bereits kurzfristig betrieben worden. Bei ersten Kristallaktivierungen wurde bei einer Wellenlänge des anregenden Lasers von 650 nm eine Quanteneffizienz von 3% und eine Lebensdauer der präparierten Photokathoden von vier Wochen erreicht. Der Prototypaufbau gestattete es jedoch nicht bei häufig auftretenden Instandsetzungsarbeiten des Systems innerhalb kurzer Zeit wieder experimentieren zu können. Aus diesem Grund wurde eine Neukonzeption der Photoemissionsquelle erwogen.

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, für das vorhandene Mehrkammerpräparationssys-tem eine neue Ultrahochvakuumkammer mit integrierter, neu zu konzipierender Elektro-nenoptik aufzubauen. Der Neuaufbau sollte es erlauben, die Optik im eingebauten Zustand zu justieren, insbesondere aber auch den Druckunterschied von 3 bis 4 Größenordnungen zum (e,3e)-Reaktionsmikroskop zu halten, um sicherzustellen, dass eine lange Lebensdauer der Photokathoden im Bereich von Wochen oder Monaten aufrecht erhalten werden kann. Neben der reproduzierbaren Produktion eines ultra-kalten Elektronenstrahls sollte das neue Optiksysteem auch den niederenergetischen Elektronenstrahltransport zum Reaktionsmikro-skop ermöglichen, so dass die für das Ionisationsexperiment geforderten Strahlparameter am Targetort zur Verfügung stehen.

2 Theoretische Grundlagen

Bei den zur Erzeugung eines gepulsten Elektronenstrahls verwendeten Kathoden handelt es sich um III-V-Halbleiter. Dies sind Verbindungshalbleiter, bei denen zwei oder mehrere Elemente das halbleitende Material bilden. Diese zählen, wie auch die II-VI Verbindungen, zu der Gruppe der Valenzkristalle. Einige der wichtigsten Vertreter der III-V-Kristalle sind GaAs, GaP, AlAs und InAs. Zu den wichtigsten der II-VI-Halbleiter gehören unter anderem ZnS, ZnTe und CuCl.

2.1 Struktur von III-V-Halbleiterkristallen

Halbleiter der Gruppe IV des Periodensystems (C, Si, Ge) kristallisieren im Diamantgitter. Dieses besitzt die Koordinationszahl 4, d.h. jedes Atom hat vier nächste Nachbarn. Die Diamantstruktur kann man sich aus zwei kubisch flächenzentrierten Gittern (fcc)¹ denken, die gegeneinander um ein Viertel der Raumdiagonalen versetzt sind [1]. Besetzen unterschiedliche Atomsorten (Zn, S) die einzelnen fcc-Gitter, erhält man die Zinkblende-Struktur. Bei III-V-Halbleiterkristallen wird jedes der beiden Gitter ausschließlich mit Atomen aus einer der beiden Hauptgruppen besetzt. Beide beteiligten Gitter besitzen die Gitterkonstante a , so dass sie um den Vektor $\left[\frac{a}{4} \frac{a}{4} \frac{a}{4}\right]$ gegeneinander verschoben sind. Die Einheitszelle der Zinkblende-Struktur ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

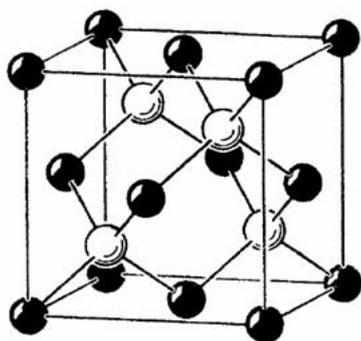


Abbildung 2.1: Elementarzelle der Zinkblende-Struktur ([1], S.41, Abb.29)

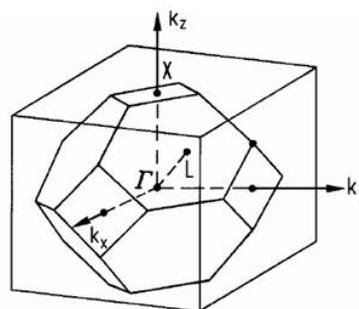


Abbildung 2.2: Erste Brillouin-Zone des Zinkblende-Gitters ([2], S.21, Abb.1.18)

Für die vollständige Beschreibung eines Kristalls genügt es, sich auf die Wellenvektoren $|\vec{k}| \leq \frac{\pi}{a}$ zu beschränken. Dieser Bereich repräsentiert im reziproken Raum (\vec{k} -Raum) die

¹face centered cubic

erste Brillouin-Zone (Abb. 2.2). Beim Übergang in diesen \vec{k} -Raum transformiert sich die Elementarzelle des fcc-Gitters in eine kubisch raumzentrierte Anordnung (bcc)². Das Zentrum der Brillouin-Zone, der Γ -Punkt, wird durch den Gittervektor $\vec{k} = (0, 0, 0)$ repräsentiert. Weitere Punkte hoher Symmetrie sind entlang der $\langle 111 \rangle$ -Achse der L -Punkt mit $\vec{k} = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ und der X -Punkt mit $\vec{k} = (0, 0, 1)$ entlang der $\langle 100 \rangle$ -Achse. Die Abbildung 2.3 zeigt die Bandstruktur von Germanium, Silicium und Galliumarsenid.

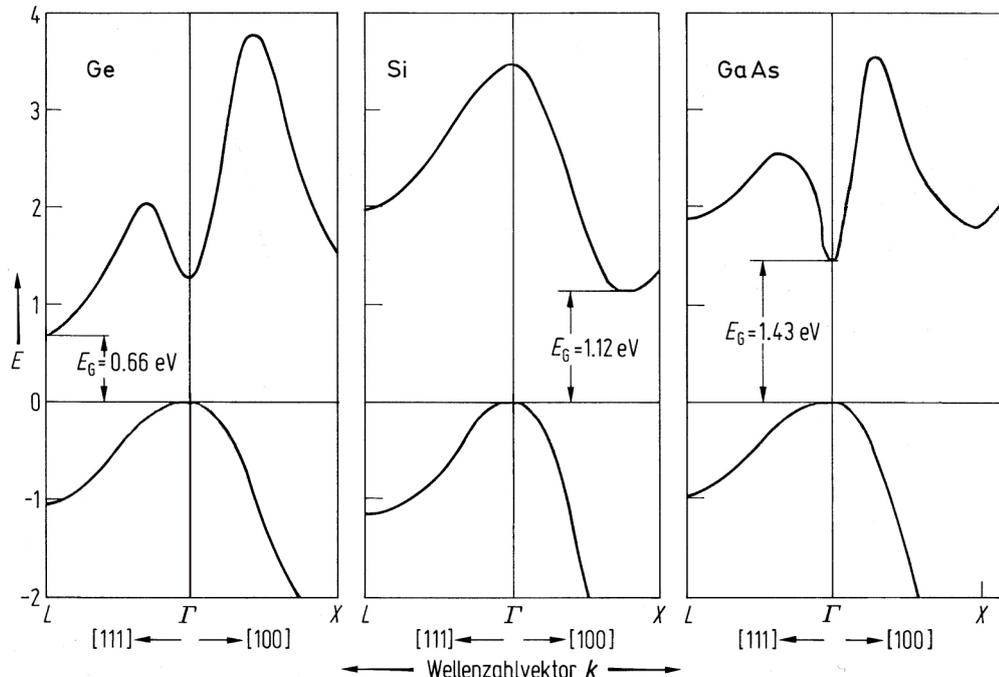


Abbildung 2.3: Energiebänder über dem Wellenzahlvektor für Ge, Si und GaAs. Der Bandabstand E_G ist für eine Temperatur von 300K angegeben ([2], S.480, Abb.6.4)

Die Elektronenenergie in eV ist in Abhängigkeit zweier Richtungen des Wellenvektors \vec{k} aufgezeichnet. Man kann erkennen, dass für GaAs das Minimum des Leitungsbandes mit dem Maximum des Valenzbandes am Γ -Punkt bei $\vec{k} = (0, 0, 0)$ zusammenfällt, während für Ge das Minimum des Leitungsbandes auf der $\langle 111 \rangle$ -Achse am L -Punkt und für Si am X -Punkt auf der $\langle 100 \rangle$ -Achse liegt.

Wegen des geringen Impulses der Lichtquanten erfolgen Übergänge durch Photoabsorption nahezu ohne Änderung des k -Wertes. Halbleiter wie GaAs mit Übergängen dieser Art bezeichnet man als direkte Halbleiter. Bei Si und Ge, welche zu den indirekten Halbleitern gehören, können Übergänge zwischen den unterschiedlichen k -Werten nur stattfinden, wenn gleichzeitig ein Phonon beteiligt ist. Die Übergangswahrscheinlichkeit indirekter Übergänge ist wegen der notwendigen Mitwirkung eines Phonons wesentlich geringer [2].

²body centered cubic

2.2 Das Bändermodell

Das Energiebändermodell berücksichtigt, dass die erlaubten Energiezustände der Elektronen in Bänder gegliedert sind. Charakteristisch für Halbleiter ist der verbotene Energiebereich E_G , der das fast vollständig mit Elektronen besetzte Valenzband von dem mit nur wenigen Elektronen gefüllten Leitungsband trennt. Im Gegensatz zum Isolator sind die Elektronen zwischen den Nachbaratomen weniger stark gebunden, so dass bei Zimmertemperatur einige Bindungen durch Gitterschwingungen aufgebrochen sind. Die betreffenden Elektronen können dann am Leitungsmechanismus teilnehmen. Die Energie der charakteristischen Bandlücke E_G ergibt sich aus der Differenz der Energien des Leitungsbandminimums E_{LBM} und des Valenzbandmaximums E_{VBM} .

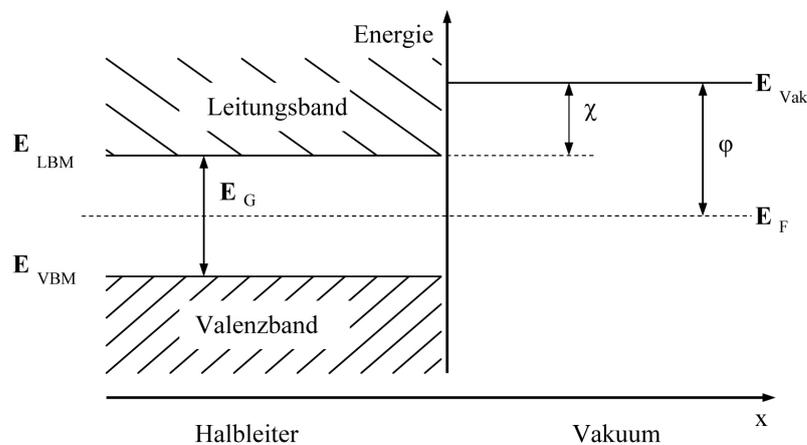


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Energieverhältnisse am Übergang Halbleiter-Vakuum

Elektronen können durch äußere Anregung, z.B. durch Photonenabsorption, vom Valenz- in das Leitungsband angehoben werden. Die Potentialbarriere χ hindert bei intrinsischen Halbleitern die Elektronen im Leitungsband jedoch am Austritt in das Vakuum (siehe Abb. 2.4). χ ist gegeben durch die Differenz der Vakuumenthalenergie E_{Vak} und der Energie des Leitungsbandminimums E_{LBM} und wird als Elektronenaffinität bezeichnet. Bei GaAs beträgt diese Potentialbarriere etwa 4 eV. Die Austrittsarbeit φ der Elektronen ist definiert durch:

$$\varphi = E_{Vak} - E_F, \quad (2.1)$$

wobei E_F die Fermi-Energie des Halbleiters ist.

2.3 Die Negative Elektronenaffinität

Eine Voraussetzung zum Erreichen der negativen Elektronenaffinität (NEA) ist eine hohe p-Dotierung ($10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) des Halbleitermaterials. Folge der hohen Dotierung ist das Absenken des Fermi-niveaus, das bei intrinsischen Halbleitern zwischen Valenz- und Leitungsband in der Mitte der verbotenen Zone liegt (vgl. Abb. 2.4), in Richtung der Energie der Valenzbandoberkante. Der plötzliche Abbruch des Gitters an der Halbleiteroberfläche stellt eine starke Störung der Kristallsymmetrie dar. Durch das Fehlen der Bindungspartner führen die unabgesättigten Valenzen in den oberen Atomlagen zu einer größeren Zahl von Oberflächenzuständen innerhalb der verbotenen Zone. Verbunden mit diesen zusätzlichen Energieniveaus ist eine Oberflächenladung, die am Gleichgewicht der Ladungsträger im Halbleiter teilnimmt. So werden bewegliche Ladungsträger des gleichen Vorzeichens ins Halbleiterinnere gedrängt, während die Ladungsträger mit entgegengesetztem Vorzeichen an die Oberfläche gezogen werden. Es entsteht eine Raumladungsschicht in Oberflächennähe.

Die Verschiebung der Lage der Fermi-Energie, relativ zu den Bandkanten, bedingt nach

$$n/p = n_i e^{\left(\pm \frac{E_i - E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.2)$$

eine Änderung der Ladungsträgerkonzentration, wobei n die Elektronenkonzentration, p die Defektelektronenkonzentration und n_i die Eigenleitungskonzentration des Halbleiters bezeichnet. Im thermischen Gleichgewicht bleibt das Produkt $n \cdot p = n_i^2$ erhalten und das Fermi-niveau ist über die gesamte Ortskoordinate konstant. Alle anderen Energieniveaus, wie die des Valenz- und des Leitungsbandes, werden relativ zu E_F von der Oberfläche nach innen ins Kristallvolumen „abgesenkt“. Es entsteht die so genannte Bandbiegungszone (BBR)³. Die Breite dieser Zone ergibt sich aus der Poisson Gleichung zu

$$d_{BBR} = \sqrt{\frac{2\epsilon V_{BBR}}{en}}, \quad (2.3)$$

wobei ϵ die Dielektrizitätskonstante, n die Akzeptordichte des Halbleiters und V_{BBR} ein Maß für die Bandverbiegung darstellt. Durch diese Bandverbiegung liegt für die Elektronen im Kristallinneren eine kleinere Elektronenaffinität vor.

Wird die Halbleiteroberfläche zusätzlich mit einem Alkalimetall geringer Elektronegativität bedampft, kann χ noch weiter herabgesetzt werden. Dieser Prozess wird als Aktivierung bezeichnet. Die Elektronegativität kann bei nur mit Cäsium beschichtetem undotiertem GaAs auf $\chi \approx 0,5 \text{ eV}$ herabgesetzt werden, welches bei Zimmertemperatur immer noch eine beachtliche Barriere für die Elektronen darstellt. Eine weitere Verringerung gelingt nur durch zusätzliche Aktivierung des Halbleiterkristalls mit einem stark elektronegativen Material wie

³Bent Band Region

z.B. Sauerstoff. Das adsorbierte Cs-Atom gibt sein Valenzelektron an den Halbleiter über die gesamte Tiefe hinweg ab. Es entsteht eine positive Ladung auf der Halbleiteroberfläche. Die dadurch entstehende positive Ladungsdichte der Cs-Ionen in der Nähe der Oberfläche drängt durch elektrostatische Abstoßung die positiven Löcher des Halbleitermaterials in das Kristallvolumen zurück. Es resultiert eine Verarmungszone von positiven Ladungen an der Kristalloberfläche. Die übrig bleibenden, ortsfesten, negativ geladenen Akzeptoren verbreitern zusätzlich die Bandbiegungszone. Die effektive Elektronenaffinität für Elektronen im Kristallinneren ist gegeben durch

$$\chi_{eff} = \chi - V_{BBR}. \quad (2.4)$$

Abbildung 2.5 zeigt das Bandschema eines stark p-dotierten Halbleiters, es ist bereits eine Bandbiegungszone vorhanden. Die NEA ist nach anschließender Aktivierung mit Cäsium und Sauerstoff erreicht (vgl. Abb. 2.6) und die Leitungsbandelektronen müssen lediglich

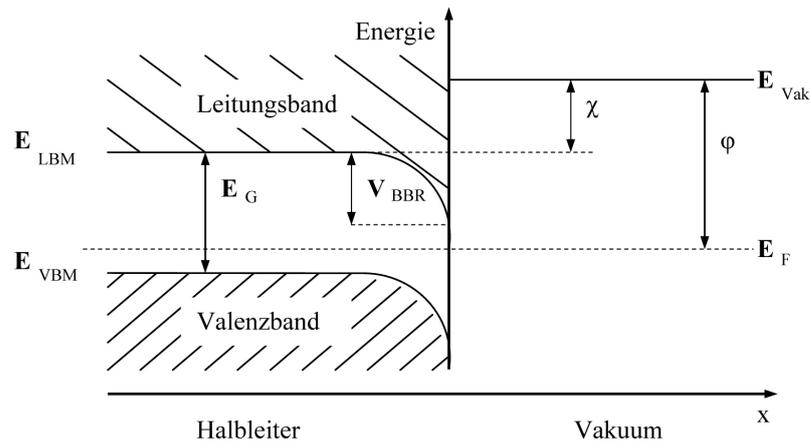


Abbildung 2.5: Energieverhältnisse eines stark p-dotierten Halbleiters

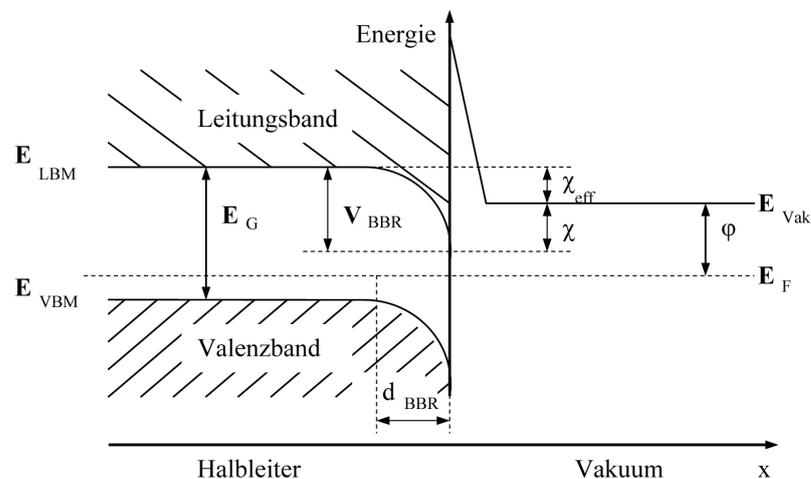


Abbildung 2.6: Erreichte NEA nach der Aktivierung des p-dotierten Halbleiters mit Cs und O

einen dünnen Potentialwall an der Halbleiteroberfläche durchtunneln, um ins Vakuum emittiert zu werden. Aus Gleichung 2.3 (Seite 13) ergibt sich für GaAs mit einer hohen p-Dotierung von $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ einer Dielektrizitätskonstante von $\epsilon = 13$ und typischen Bandverbiegungen von ca. 0,5 eV eine Breite der Bandbiegungszone von etwa 10 nm. Da die Eindringtiefe des Lichtes sowie die Diffusionslänge der dadurch angeregten Elektronen im μm -Bereich liegen und somit viel größer als die Breite der Bandbiegungszone (d_{BRR}) sind, wird χ_{eff} in der Regel als negative Elektronenaffinität bezeichnet.

2.4 Das Dipolmodell

Bereits nach bekannt werden der Photoemission wurden Modelle zur Beschreibung der Cäsium- und Sauerstoff (Cs,O)-Aktivierungsschicht vorgeschlagen. Die genaue Struktur dieser (Cs,O)-Schicht konnte bis heute noch nicht vollständig geklärt werden, obwohl die erste experimentelle Realisierung von Halbleiter-Kristallen mit NEA vor bereits mehr als 40 Jahren gelang. Es wurden jedoch schon frühzeitig Modelle zur Deutung der experimentellen Ergebnisse entwickelt. Im Wesentlichen sind dies das Heterostrukturmodell [3, 4], das Dipol- bzw. Doppeldipolmodell [5] sowie das Clustermodell [6]. Laut D. Rodway und M. Allenson erklärt das Dipolmodell die experimentellen Beobachtungen für geringere (Cs,O)-Schichtdicken am besten [7] und soll daher hier näher erläutert werden.

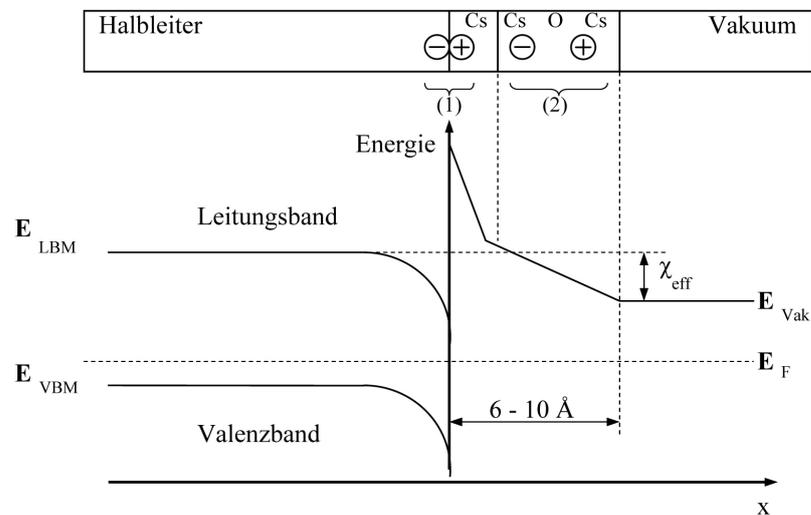


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Energieverhältnisse in der Aktivierungsschicht und der sich daraus ergebende Potentialverlauf nach dem Dipolmodell.

In diesem Modell verringert die Bildung einer dipolartigen Aktivierungsschicht die Elektronenaffinität. Die aus einer Monolage Cs und einer Monolage Cs_2O bestehende Aktivierungsschicht ist in Abbildung 2.7 mit dem resultierenden Potentialverlauf dargestellt. Das innerste Cs-Ion und sein Valenzelektron, welches sich in den Oberflächenzuständen des Halbleiters befindet, bilden den kleinen Dipol (1). Das Cs_2O -Molekül wird durch das Cs-Ion polarisiert und erhält somit ebenfalls ein Netto-Dipolmoment (2). Somit erzeugen

diese beiden Monolagen eine Doppel-Dipolschicht auf der Oberfläche, wodurch der Zustand der negativen Elektronenaffinität für den Halbleiter entsteht. In der Praxis wird Cäsium und Sauerstoff über Dispenser verdampft. Es werden nach der sog. YoYo-Methode mehrere Schichten abwechselnd aufgetragen, wobei das Verhältnis der Adsorbaten auf maximalen Photoemissionsstrom optimiert wird. Die optimale (Cs,O)-Schichtdicke für maximale NEA beträgt 6 - 10 Å.

2.5 Modell der Photoemission

Der Prozess der Photoemission wurde über 50 Jahre lang als Oberflächeneffekt verstanden. Erst 1958 veröffentlichte W. Spicer ein Drei-Stufen-Modell [8], welches die Photoemission als Volumeneffekt erklärt. Dieses kann auch auf Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität angewendet werden [9]. Das Modell besteht aus drei Schritten:

1. Bildung eines Elektron-Loch-Paares durch Absorption eines Photons,
2. Transport des in das Leitungsband angeregten Elektrons zur Halbleiteroberfläche,
3. Emission des Elektrons ins Vakuum.

In Abbildung 2.8 sind diese drei Schritte dargestellt. Spicer setzt voraus, dass alle drei Teilprozesse nacheinander und unabhängig voneinander erfolgen. Im Folgenden werden diese Schritte näher erläutert.

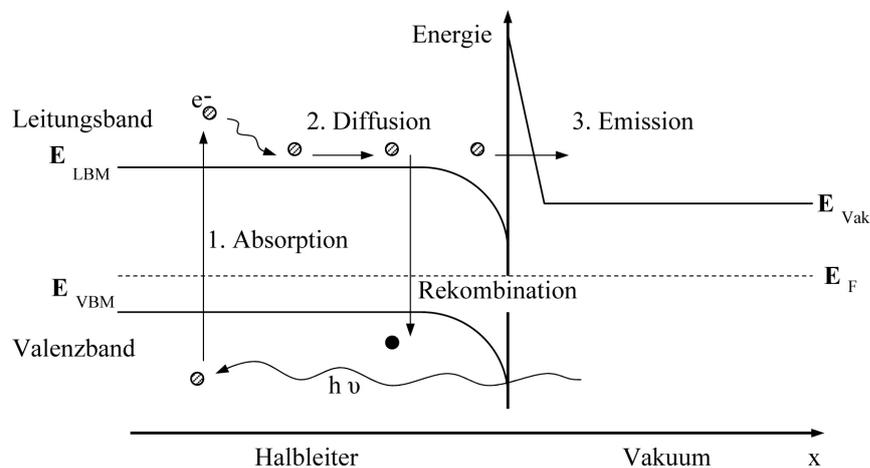


Abbildung 2.8: Schema der Photoemission nach Spicer

Absorption

Bei der Absorption eines Photons wird ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband angehoben. Dies geschieht unter gleichzeitiger Bildung eines Elektronen-Loch-Paares. Die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen im Festkörper ist proportional zu $e^{-\alpha z}$, wobei α

der Absorptionskoeffizient der Photonen und z die Entfernung von der Kristalloberfläche sind. Bei Halbleitern gilt näherungsweise

$$\alpha(\nu) \propto \sqrt{h\nu - E_G}. \quad (2.5)$$

Aus der Proportionalität $e^{-\alpha z}$ und Gleichung 2.5 folgt, dass niederenergetisches Licht tiefer in einen Kristall eindringt als hochenergetisches. Für das im Experiment verwendete Licht der Energie $E = h\nu = 1,91 \text{ eV}$ ($\lambda = 650 \text{ nm}$) beträgt die mittlere Eindringtiefe etwa $\frac{1}{\alpha} \approx 0,55 \mu\text{m}$.

Diffusion

Nachdem die Elektronen in das Leitungsband des Halbleiters angeregt wurden, können diese zur Oberfläche diffundieren. Durch Stöße mit optischen Gitterphononen und anderen Elektronen verlieren die noch „heißen“ Elektronen Energie, bis sie nach nur 10^{-12} bis 10^{-13} s zum Leitungsbandminimum relaxiert sind. Dort thermalisieren die Elektronen in metastabilen Zuständen und können zur Halbleiteroberfläche diffundieren. Durch Rekombination der Elektronen mit Löchern im Valenzband ist die Lebensdauer im Leitungsbandminimum begrenzt. Sie liegt in der Größenordnung von Nanosekunden. Abhängig von der Reinheit und Dotierung des Halbleiters liegt aufgrund der hohen Geschwindigkeiten der Elektronen im Leitungsbandminimum die Diffusionslänge im Bereich von $0,1 - 10 \mu\text{m}$.

Emission

Die Elektronen, die in den Bereich der Bandbiegungszone gelangen, werden durch die dort herrschenden starken elektrischen Felder zur Oberfläche hin beschleunigt. Um in das Vakuum zu gelangen müssen die Elektronen eine schmale Potentialbarriere an der Kristalloberfläche durchtunneln. Aufgrund quantenmechanischer Reflexionen ist dabei die Austrittswahrscheinlichkeit kleiner als eins. Die Quanteneffizienz stellt ein Maß für die Qualität der Photoemission aus Halbleiterkristallen dar. Sie ist definiert als das Verhältnis der Anzahl emittierter Elektronen ($n_{Elektron}$) zur Zahl eingestrahelter Photonen (n_{Photon})

$$Y(h, \nu) = \frac{n_{Elektron}}{n_{Photon}} = \frac{h\nu}{e} \frac{I}{P}. \quad (2.6)$$

Hierbei sind e die Elementarladung und I der Photoelektronenstrom, der bei der Beleuchtung des Kristalls mit Licht der Energie $h\nu$ und der Leistung P entsteht. Die Quanteneffizienz zeigt eine starke Abhängigkeit von der Wellenlänge des eingestrahelten Lichtes sowie der Dotierung des Halbleitermaterials.

3 Das Präparationssystem

Die in die Elektronenquelle eingesetzten Photoemissionskathoden müssen entsprechend ihrer Verwendung präpariert werden. Dabei ist es wichtig, dass die Kathoden unter kontrollierbaren Bedingungen (u.a. Luftabschluss) in das Vakuumsystem eingebracht bzw. nach Gebrauch wieder entnommen werden können, ohne die besten Ultrahochvakuumbedingungen (XHV)⁴ in den Experimentierkammern jedes Mal erneut erzeugen zu müssen. Ein aufwendig aufgebautes Mehrkammer-Präparationssystem bietet diese XHV-Bedingungen für die Oberflächenbeschichtung und sichert somit eine reproduzierbare Präparation der NEA-GaAs-Photokathoden [10]. Um eine möglichst hohe Standzeit des XHV-Präparationssystems zu gewährleisten, d.h. die Belüftungsfrequenz des Vakuumsystems möglichst gering zu halten, sind viele zur Präparation der Kathoden notwendige Komponenten doppelt vorhanden und getrennt ansteuerbar. Nach der chemischen Vorreinigung, Ziel dieses Schrittes ist eine reine Kathodenoberfläche, werden die GaAs-Kristalle in die Präparationskammer eingesetzt und thermisch gereinigt. Die dadurch entstehende, auf atomarer Skala reine Oberfläche wird anschließend mit Cäsium und Sauerstoff beschichtet. Diese so aktivierten Photokathoden werden in die Elektronenkanonenkammer transferiert, um einen kalten, gepulsten Elektronenstrahl zu produzieren.

3.1 Experimenteller Aufbau

Das XHV-Präparationssystem besteht aus vier Vakuumkammern: der Schleusen-, der Präparations-, der Elektronenkanonen- und der Detektorkammer. Eine schematische Ansicht zeigt die Abbildung 3.1. Die chemisch vorgereinigten GaAs-Kristalle werden unter Argonatmosphäre in einem speziellen Transportbehältnis verstaut. Mit dessen Hilfe können die Kristalle in die Schleusenkammer eingebracht werden. Diese Kammer ist durch ein Ganzmetallventil von der Präparationskammer getrennt und wird mit einer Turbomolekularpumpe (Turbo-V70LP, 701/s, Fa. Varian) evakuiert. Der Basisdruck in der Schleusenkammer beträgt 1×10^{-9} mbar. Ist der angestrebte Druck erreicht, werden die Kristalle mit einem magnetgekoppelten Manipulator in die Präparationskammer geschoben und auf einem Karussell befestigt. Durch Drehen des Karussells kann man die Kristalle nun in die entsprechenden Positionen zur thermischen Endreinigung bzw. zur Aktivierung bringen. Auf dem Karussell wurden drei Halterungen zur Aufnahme der GaAs-Kristalle in einem Winkelbereich

⁴Extremely High Vacuum

von 150° angebracht. Dieser Winkel wurde gewählt, um einerseits einen größtmöglichen gegenseitigen Abstand der einzelnen Kathoden beim Aktivierungsprozess zu gewährleisten und andererseits möglichst viele Photokathoden in die Präparationskammer einsetzen bzw. aufnehmen zu können.

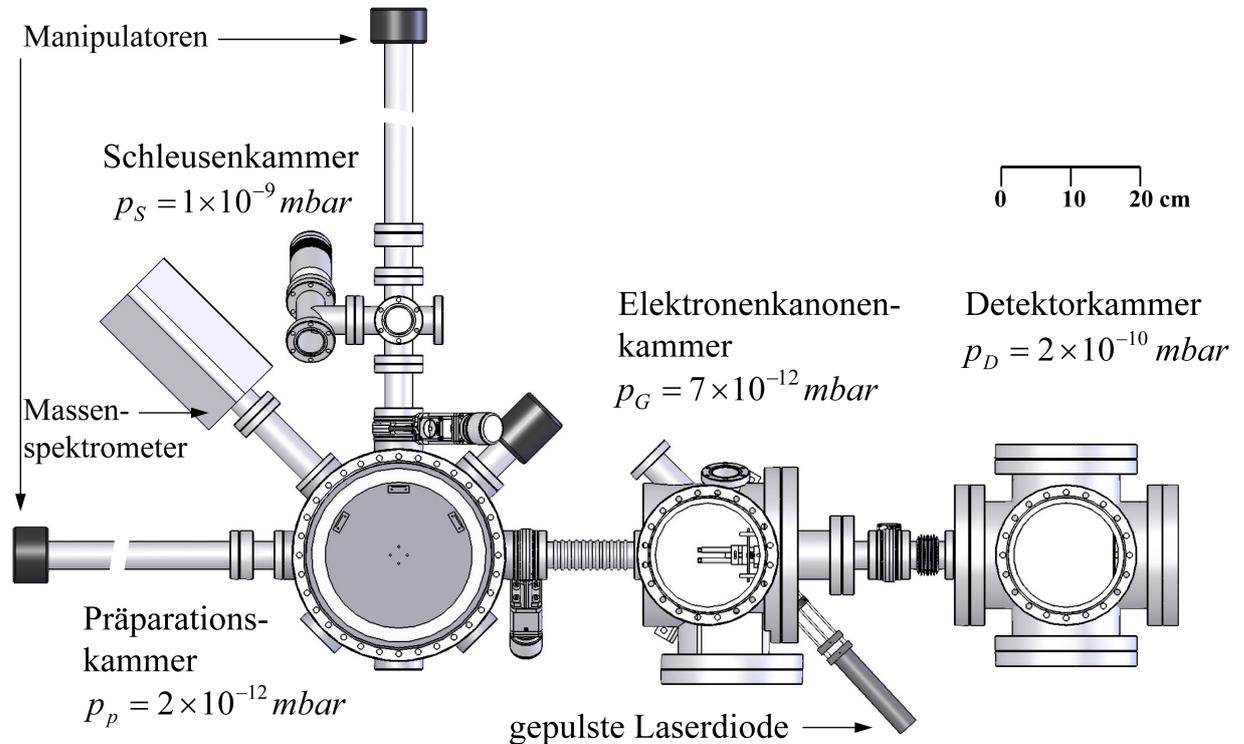


Abbildung 3.1: Aufsicht auf das Mehrkammervakuumsystem

Eine Ionengetterpumpe (Diodentyp, 2001/s, Fa. Riber) evakuiert die Präparationskammer. Zur effektiven Reduzierung reaktiver Restgaskomponenten (z.B. H_2 , N_2 , H_2O , CO , CO_2) sind in der gesamten Kammer zusätzlich Streifen aus Volumengettermaterial (St707, Fa. SAES-Getters) montiert. Um den angestrebten tiefen Druckbereich von $p \leq 1 \times 10^{-12} \text{ mbar}$ zu erhalten, wird das Präparationssystem über eine Woche lang bei einer Temperatur von 300°C ausgeheizt. Zur Gewährleistung einer homogenen Erwärmung der Kammerinnenwand wurden in der Präparationskammer selbst acht Halogenlampen mit einer Heizleistung von jeweils 100 W installiert. Durch die Wärmestrahlung der Lampen wird die elektropolierete Kammerinnenwand sehr effektiv und homogen aufgeheizt. Um sicherzustellen, dass die Cäsium- und Sauerstoffdispenser sowie die Tantalöfen zur thermischen Endreinigung der Photokathoden im Präparationsbetrieb möglichst geringe Abgasraten aufweisen, wurden sie während der Vakuumkammer-Ausheizphase mit höheren Strömen betrieben, als zur Präparation der Photokathoden erforderlich. Diese Prozedur verhindert eine über Gebühr hohe Verschmutzung der Kathodenoberfläche während der Aktivierung.

Die Präparationskammer war zu Beginn der hier vorliegenden Arbeit nicht in betriebsfähi-

gem Zustand. Bei anstehenden Reparaturarbeiten wurde die Kammer mit Stickstoff belüftet und nach erfolgter Instandsetzung wieder angepumpt und ausgeheizt. Da die Vakuumkammer vor vielen Jahren aus einem herkömmlichen Edelstahl aufgebaut wurde, sind zur Erzielung des extrem tiefen Druckes in der Kammer daher sehr hohe Ausheiztemperaturen (min. 300 °C) erforderlich. Dies führt aufgrund von Materialermüdung häufig zu Leckagen, vor allem bei der Abkühlphase, d.h. in der Endphase des Ausheizprozesses. Da es apparativ bedingt mehrerer Ausheizzyklen bedurfte bis die Kammer nach dem Ausheizen kein Leck aufwies und der erforderliche Basisdruck erreicht wurde, wurde die Zwischenzeit jeweils genutzt, um die Präparationskammer in einigen wesentlichen Punkten zu verbessern und zu erweitern.

Aufgrund der stetigen Verschlechterung des Basisdrucks der Präparationskammer nach vielen Ausheizzyklen wurde das seit bereits acht Jahren eingebaute Volumengetter- oder NEG-Material⁵, durch fabrikneues Material ersetzt. An unzugänglichen Stellen wurde das neu eingebaute St707-Material (ternäre Metallegierung: 70 % Zirkonium, 24,6 % Vanadium, 5,4 % Eisen, Fa. SAES-Getters) punktgeschweißt, um so eine noch größere Oberfläche der Kammer mit dem Material auszukleiden. Im Betrieb wird das frisch aktivierte Gettermaterial mit der Zeit in Abhängigkeit der gepumpten Gasmenge gesättigt. Dies gilt für alle getterbaren Gase außer Wasserstoff. Wasserstoff wird direkt im Bulk des Gettermaterials sorbiert, alle anderen getterbaren Gase bilden stabile chemische Verbindungen an der St707-Oberfläche. Daher bleibt das Saugvermögen für Wasserstoff annähernd konstant, während das Saugvermögen für die anderen Gase mit der Sättigung abnimmt. Diesen Zusammenhang zeigt die Abbildung 3.2. Beim in-situ-Ausheizen des St707-Getters (300 °C), bei einer Haltezeit von mehreren Tagen wird der Getter bis zu 90 % aktiviert. Dies betrifft nur das Saugvermögen, während die Sorptionskapazität nahezu unbeeinflusst bleibt, d.h. diese beträgt praktisch 100 %.

Beim Prozess des regenerativen Ausheizens diffundieren die stabilen chemischen Verbindungen in das Bulkmaterial des Getters. Es entsteht eine frische, aktive Oberfläche für den erneuten Pumpzyklus. Der sorbierte Wasserstoff wird aus dem Bulkmaterial des Getters freigesetzt und muss daher während des Ausheizvorganges abgepumpt werden. Die maximale Anzahl der Regenerationszyklen ist auf etwa 30 beschränkt. Danach muss das Gettermaterial ausgetauscht werden, wie es auch hier bei der Präparationskammer geschehen musste. Da die Sättigung des Getters nach einer Gaslast von 20 mbar l/g eintritt, wird das Gettermaterial insbesondere bei jedem Belüften der Vakuumapparatur abgesättigt. Mit Verwendung eines NEG-Materials erhält man also eine ideale Pumpe für reine UHV-Anwendungen, da die Lebensdauer bei tiefen Drücken sehr hoch ist (bei 10^{-10} mbar bereits etwa 50.000 h). Bei hoher Belüftungsfrequenz der Apparatur und Basisdrücken höher als typ. 10^{-8} mbar ist ein Einsatz nicht angeraten.

Mit Einbau der neuen NEG-Streifen, insgesamt wurden in der Präparationskammer 11,2 m

⁵Non Evaporable Getter

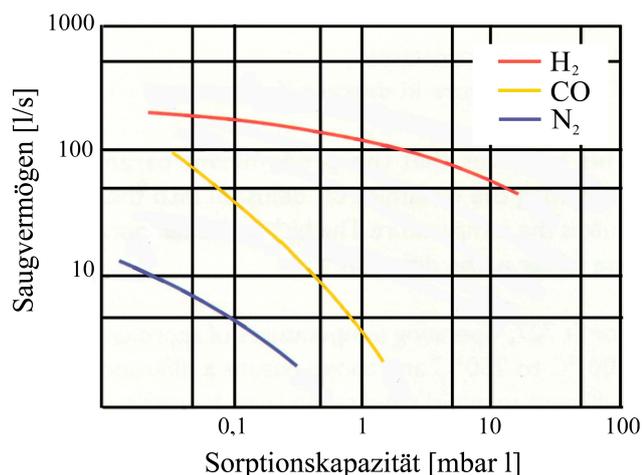


Abbildung 3.2: Sorptionscharakteristik des Volumengettermaterials St 707 für H₂, CO und N₂ bei Raumtemperatur ([11], S.4, Abb.35)

Material in Form von 30 mm breiten Streifen eingebaut, ergibt sich ein Saugvermögen für Wasserstoff von 2.720 l/s. Nach dem ersten Ausheizen der Kammer (nur 27 Stunden bei 305 °C) wurde bereits ein Basisdruck von $2,2 \times 10^{-12}$ mbar (bei einer Raumtemperatur von 28 °C) erreicht. Dieser Totaldruck wurde mit dem seit langem in der Präparationskammer eingebauten Extraktor-Sensor IE 514 in Verbindung mit dem Ionivac IM 520 der Fa. Leybold gemessen. Die relative Genauigkeit der Druckmessung wird von Leybold mit 10% angegeben. Vergleichstests, die mit mehreren Exemplaren dieses Sensortyps in der Präparationskammer durchgeführt wurden, bestätigen diese Angabe. Die hohe Messgenauigkeit ergibt sich, da jede einzelne Messröhre bei der Fa. Leybold individuell kalibriert wird. Das Extraktor-Messsystem misst zuverlässig bis zu einem Druck von 1×10^{-12} mbar, da konstruktiv bedingt eine deutliche Reduzierung von Röntgen- und Ionen-Desorptionseffekten vorgenommen wurde.

Um diese physikalischen Störeffekte noch weiter zu reduzieren, wurde die AxTRAN-Röhre (Axial symmetrischer TRANsmissionstyp), ein Ionisationsvakuummeter vom Heißkathodentyp, entwickelt, in der zwischen der Ionisationskammer und dem Ionenkollektor ein Bessel-Box-Energiefilter integriert wurde. Diese Röhre bietet die Möglichkeit Gas-Ionen und durch elektronenstimulierte Desorption erzeugte Ionen (ESD-Ionen) aufgrund ihrer unterschiedlichen kinetische Energie voneinander zu separieren. Gasionen werden bei angelegten Spannungen kleiner 60 V, ESD-Ionen bei 150 V nachgewiesen. Der geometrische Aufbau des Energiefilters bewirkt die Reduktion des Reststromes, der von weicher Röntgenstrahlung stammt, da die Ionisationskammer vom Ionenkollektor selbst nicht gesehen werden kann. Wenn die Spannung des Energiefilters auf 150 V gesetzt wird, kann man das Untergrundsignal messen und eine Offsetbestimmung des Systems vornehmen. Der Totaldruck in der Präparationskammer wurde zusätzlich noch mit dieser neuartigen XHV-Messzelle (AxTRAN, Model ISX2 mit X11-Sensor, Fa. ULVAC) gemessen. Diese Messröhre wurde erstmals in die Präparati-

onskammer eingebaut, um den Druckmessbereich des Extraktor-Sensors zu tieferen Drücken hin zu erweitern. Bedingt durch den speziellen Aufbau der AxTRAN-Röhre können Drücke im XHV-Bereich bis 5×10^{-13} mbar gemessen werden. Dies wird erreicht, indem die Röntgen-grenze sowie die ESD-Ionenanzahl entscheidend herabgesetzt werden. ESD-Ionen sind nicht nur ein Faktor, der den niedrigsten messbaren Grenzwert für der Röhre bestimmt, sondern führen überdies auch zu einer Messungenauigkeit über den gesamten Druckmessbereich.

Der Basisdruck in der Präparationskammer wurde mit der AxTRAN-Röhre zu 2×10^{-12} mbar gemessen. Die relative Genauigkeit der Druckmessung mit diesem Messsystem wird von der Fa. ULVAC mit 15 % angegeben. Die Anzeigewerte beider Totaldruckmessgeräte bei der Messung des Basisdrucks der Vakuumkammer in diesem tiefen Druckbereich sind in hervorragender Übereinstimmung. Auch die Zusammensetzung des Restgases kann gemessen werden, wozu ein Quadrupol-Massenspektrometer (PRISMA 422, Fa. Pfeiffer) dient. Nach

der Aktivierung und der Bestimmung der Quanteneffizienz werden die Kathoden unter Zuhilfenahme eines zweiten, senkrecht zum ersten installierten, magnetgekoppelten Manipulators in die durch ein weiteres Ganzmetallventil getrennte Elektronenkanonenkammer transferiert. Durch diese Entkopplung der Photokathodenpräparation in der Präparationskammer von der bloßen Verwendung als Kathode in der Elektronenkanonenkammer, der eigentlichen Photoemissionsquelle, ist es also möglich, in der Photoemissionsquelle mit bereits aktivierten Kathoden zu arbeiten. Bei der Erzeugung des kalten, gepulsten Elektronenstrahls in der Elektronenkanonenkammer nimmt die Quanteneffizienz der Photokathode mit der Betriebsdauer der Quelle ab. Nach teilweiser oder vollständiger Degradierung der Kathode wird sie zurück in die Präparationskammer gesetzt und kann nach erneuter Aktivierung wieder in der Photoemissionsquelle verwendet werden.

3.2 Präparation der Photokathoden

3.2.1 Chemische Vorreinigung und Montage

Zum Vorreinigen der GaAs-Oberfläche werden die Kristalle jeweils für fünf Minuten in kochendem Toluol (114°C) und Isopropanol (81°C) entfettet. Die gereinigten Kristalle werden anschließend zwei Minuten lang in einer Lösung aus Salzsäure und Isopropanol (1:5) geätzt. Nach einem Spülvorgang in Isopropanol werden sie zehn Sekunden lang in einer $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ -Lösung (molares Verhältnis 20 : 1 : 1) geätzt (Materialabtrag ca. 3 nm/s) und nachträglich wieder in Isopropanol gespült. Zuletzt werden die Kristalle unter Isopropanol in eine Argon geflutete Glove-Box eingesetzt. Ab diesem Zeitpunkt befinden sich die Kristalle in einem geschlossenen System und kommen nicht mehr mit der Luft in Berührung. Durch diesen Luftabschluss wird eine erneute Oxidation der Kristalloberfläche vermieden. Eine in der Glove-Box durchgeführte zweiminütige Ätzung in einer Lösung von

Salzsäure und Isopropanol (1 : 60) entfernt Oxide und löst Gallium-Atome aus der Kristalloberfläche ab. So entsteht an der Kristalloberfläche eine zwei Monolagen dicke Arsen-Schutzschicht („capping layer“), die im weiteren Verlauf bei der thermischen Endreinigung in der Präparationskammer durch Erhitzen auf 450 °C entfernt wird. So erhält man eine atomar reine GaAs-Oberfläche. Nach Abschluss der chemischen Reinigungsarbeiten werden die Kristalle in eine Kathodenhalterung montiert. Diese Halterung ermöglicht den einfachen Kristalltransport zwischen den XHV-Kammern mittels magnetgekoppelter Manipulatoren. Den Aufbau der Photokathodenhalterung zeigt die Abbildung 3.3.

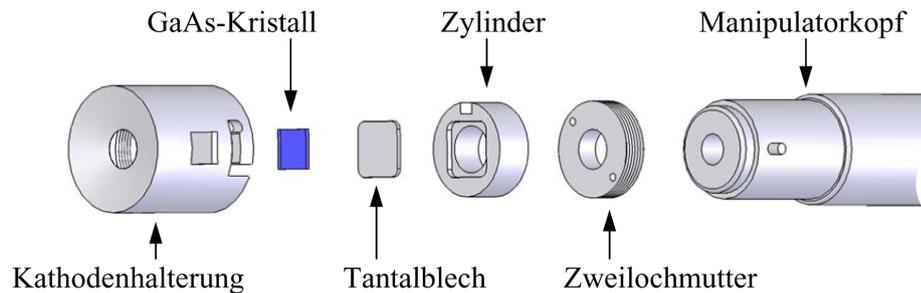


Abbildung 3.3: Aufbau der Kathodenhalterung und des Manipulatorkopfes

Um die Kathodenhalterung mit einem $6 \times 6 \text{ mm}^2$ großen GaAs-Kristall bestücken zu können, wird dieser auf einem Zylinder platziert. Der Zylinder wird von hinten in die Halterung eingesetzt und mit einer Zweilochmutter befestigt. Zur Kompensation der Raumladungseffekte der austretenden Elektronen ist die vordere Fläche der Kathodenhalterung als sogenanntes Pierceschild ausgelegt. Dieser Aufbau reduziert die für den Laserbeschuss in der Elektronenkanonenkammer zur Verfügung stehende Kathodenfläche. Nutzbar ist so nur eine Kreisfläche mit 5 mm Durchmesser, was aber keine Einschränkung darstellt, da der Laserstrahl, zur Erzeugung eines kleinen Elektronenstrahlflecks am Target des atomaren oder molekularen Stoßexperimentes, auf einen Durchmesser von weniger als $30 \mu\text{m}$ auf der Photokathode fokussiert werden muss. Die Halterung, der Zylinder sowie die Mutter, sind aus Titan gefertigt und wurden ca. vier Stunden lang bei einer Temperatur von ca. 1000 °C in einem Vakuumofen gegläht. Auf diese Weise erhält man eine besonders reine Oberfläche der Komponenten. Am hinteren Ende der Kathodenhalterung wurde ein Bajonettverschluss angebracht. Dieser dient als lösbare Verbindung der Kathodenhalterung beim Transfer mit Hilfe der Manipulatoren. Die Kathoden werden mittels der beiden seitlichen Flügel in speziell gefertigte Aufnahmen eingesetzt. Diese befinden sich auf dem Karussell in der Präparationskammer, im Transportbehältnis sowie in der Photoemissionsquelle. Die in der Kathodenhalterung montierten Kristalle werden unter Argonatmosphäre in die bewegliche Schiene des Transportbehältnisses eingesetzt. Nach dem luftdichten Abschließen kann dieses aus der Glove-Box entnommen und in die Schleusenkammer des Systems eingesetzt werden.

3.2.2 Thermische Endreinigung

Nach dem Einbringen in das Mehrkammervakuumsystem werden die Kristalle in der Präparationskammer auf dem Karussell fixiert. Für die thermische Endreinigung der Kathoden wird der Halter vor einem Tantalofen mit direkt geheizter Ta-Glühwendel positioniert. Bei der Reinigung werden die GaAs-Kristalle von der Rückseite der Kathodenhalterung her erhitzt. Damit gelingt es, die Kristalloberfläche von abdampfendem Tantal der weißglühenden Ta-Wendel sauber zu halten. Die Tantalöfen sind von mehreren Hitzeschilden umgeben, um die Oberflächen der Präparationskammer vor zu starker Erwärmung und der damit verbundenen Desorption von Gasen zu schützen. Der GaAs-Kristall wird im Wesentlichen über Wärmeleitung geheizt, da Galliumarsenid für Infrarotstrahlung nahezu transparent ist. Zu diesem Zweck befindet sich ein dünnes Tantalblech zwischen dem Kristall und dem Aufnahmezylinder (vgl. Abb. 3.3). Damit das Tantalblech die Wärmestrahlung effektiv absorbieren kann, sind die Schraube und der Aufnahmezylinder durchbohrt. Bei dem ersten thermischen Reinigungsschritt, dem Abdampfen der Arsen-Schutzschicht, genügt eine Erwärmung auf etwa 450 °C [12]. Die so erhaltene atomar reine Oberfläche wird bei der anschließenden Aktivierung mit Cäsium und Sauerstoff beschichtet. Aber auch schon beschichtete Kathoden, die im Laufe des Betriebes degradiert sind, können nach einer erneuten thermischen Reinigung wieder aktiviert werden. Die vollständige thermische Desorption der nun vorhandenen Oxide erfordert jedoch Temperaturen von wenigstens $582\text{ °C} \pm 2\text{ °C}$ [13]. Dies liegt unweit der kritischen Temperatur der GaAs-Kathoden, die zu $625\text{ °C} \pm 5\text{ °C}$ bestimmt wurde [14]. Zum einen dampft bereits nahe dieser Temperatur Gallium und Arsen nicht mehr stöchiometrisch ab, zum andern nimmt bei diesen hohen Temperaturen die Störstellenkonzentration durch Diffusion bzw. Abdampfen der Zink-Akzeptoratome stark ab. Geschieht dies, ist es nicht mehr möglich eine negative Elektronenaffinität herzustellen. Die Überwachung dieses letzten Reinigungsschrittes vor der Kathodenaktivierung stellt also hohe Anforderungen an die exakte Temperaturkontrolle. Sie gelingt hier durch den Einsatz eines außerhalb der Präparationskammer, hinter einem Vakuum-Glasfenster angebrachten Pyrometers mit Laserfokussiereinrichtung (Marathon MA2S, Fa. Raytek).

3.2.3 Aktivierung der GaAs-Kristalle

Die thermisch gereinigten Kathoden müssen nach dem Abkühlen auf Raumtemperatur nicht sofort aktiviert werden, da fast alle Restgaskomponenten auf perfekten Oberflächen einen extrem geringen Haftkoeffizienten besitzen. Die Aktivierung kann also selbst noch viele Stunden nach dem letzten Reinigungsschritt erfolgen. Für den Aktivierungsprozess werden die Photokathoden mit Hilfe des Karussells vor einem Satz von vier Cäsium- und zwei Sauerstoff-Dispensern positioniert. Die Cs-Dispenser bestehen aus kleinen mit Cäsiumchromat gefüllten Schiffchen. Durch elektrische Widerstandserwärmung emittieren die Dispenser Cäsium bzw. Sauerstoff aus einem schmalen, auf die Kathode hin ausgerichteten Schlitz.

Um eine hohe Reinheit des emittierten Cäsiums bzw. Sauerstoffs zu gewährleisten, wurde zwischen den Dispensern und der Kammerwand ein Tantal-Hitzeschild montiert. Dieses verhindert die Desorption der an der Vakuumkammerwand adsorbierten Gasmoleküle beim Dispenserbetrieb (550 - 550 °C). Zur Kontrolle des Photostromes während der Aktivierung wird das gesamte Karussell und damit auch die Kathode auf ein negatives Potential von -9 V gelegt und mit einem HeNe-Laser (Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$) beleuchtet. Die von der Kathode emittierten Photoelektronen werden durch das zwischen dem Karussell und der Kammerwand erzeugte elektrische Feld auf Massepotential zur Kammerwand hin beschleunigt. Der resultierende Emissionsstrom wird mit einem Picoamperemeter (Modell 6485, Fa. Keithley) gemessen.

3.2.4 Aufbau der Photokathode

Die eingesetzten Reflexionsphotokathoden werden von vorn mit einem Laserstrahl beleuchtet. Um höchste Quanteneffizienzen zu erhalten, werden sog. Bulk-GaAs-Kristalle verwendet. Diese Kathoden bestehen aus einer einzelnen, i.a. zwischen $400 \mu\text{m}$ und $600 \mu\text{m}$ dicken GaAs-Schicht. Der Nachteil bei der Verwendung dieser Kathoden sind lange Ausläufer (ca. 2 ns) in der zeitlichen Struktur des generierten Elektronenpulses. Diese entstehen durch Photoelektronenemission aus tiefer liegenden Halbleiterschichten. Die Antwortzeit der Photoelektronen nach Photonenbeschuss kann mit Heterostrukturkristallen erheblich verkürzt werden, da bei diesen entsprechend dünne aktive GaAs-Schichten Verwendung finden. Der Aufbau, der hier zur Erzeugung sehr kurzer Elektronenpulse mit Pulsbreiten kleiner 500 ps verwendeten GaAs/AlGaAs-Heterostrukturkristalle, ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

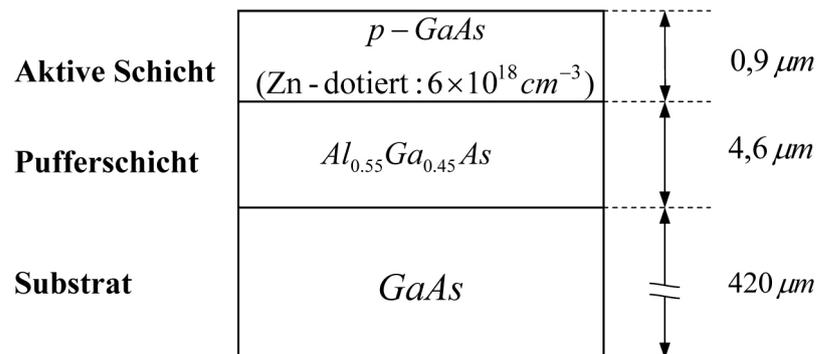


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau einer Heterostruktur-Reflexionskathode

Auf einem $420 \mu\text{m}$ dicken GaAs-Substrat ist eine $4,6 \mu\text{m}$ dicke AlGaAs-Pufferschicht epitaktisch aufgebracht. Die zuletzt aufgebrachte Schicht der Heterostrukturkristalle, die aktive Schicht, besteht aus einem $0,9 \mu\text{m}$ dicken, stark p-dotierten ($6 \times 10^{18} \text{ Zn-Atome / cm}^3$) Galliumarsenid. Dessen Bandlücke beträgt bei Zimmertemperatur $1,42 \text{ eV}$. Die Bandlücke der AlGaAs-Pufferschicht beträgt hingegen $1,96 \text{ eV}$. Strahlt man nun mit einem geeigneten Laser ($E < 1,96 \text{ eV}$) auf die Kathode, so werden die Photonen nur in der aktiven GaAs-Schicht

absorbiert. Die zeitliche Pulsform der Photoelektronen für verschiedene Dicken der aktiven Schicht wurde von Hartmann et al. nach Anregung mit einem Titan-Saphir-Laserpuls von 5 ps Pulsbreite gemessen [15]. Aus diesen Messungen lässt sich für eine $0,9 \mu\text{m}$ dicke aktive GaAs-Schicht eine Fußbreite des Elektronenpulses von knapp 200 ps bestimmen. Da die hier verwendete Laserdiode (PDL 800, Fa. PicoQuant) abhängig von ihrer Laserleistung (max. 9 mW) Pulsbreiten von 100-300 ps aufweist, können Photoelektronenpulse mit einer Fußbreite von kleiner als 500 ps erwartet werden. Da die aktive GaAs-Schicht mit $0,9 \mu\text{m}$ nur unwesentlich dünner ist als die Absorptionslänge der Photonen des verwendeten Lasers im GaAs-Material, ist auch die Quanteneffizienz selbst bei Verwendung von Infrarotlasern nur unwesentlich geringer als bei der Verwendung von Bulk-GaAs-Material. Bei Laserwellenlängen im roten sichtbaren Bereich ist die Absorptionslänge der Photonen im Halbleitermaterial bereits so kurz, dass auch bei Verwendung der Heterostrukturen keine Verringerung der Quanteneffizienz eintritt.

4 Die Photoemissionsquelle

4.1 Die bestehende Photoemissionsquelle

Der Rezipient der vorhandenen Photoemissionsquelle besteht aus einem 2 mm dicken St1.4301-Edelstahlplattenmaterial, das gebogen und längs zu einem Rohr verschweißt wurde. Zur Aufnahme von Thermoelementen, Vakuummesszellen sowie Vakuumsichtfenstern, die der Lasereinkopplung dienen, wurde das Kammerrohr mit 12 CF⁶-kupfergedichteten Edelstahlflanschen versehen. Da eine Photoemissionsquelle idealerweise bei Drücken im XHV-Bereich betrieben werden sollte, ist einer der gravierenden Nachteile der bestehenden Quelle in der Wahl des Rezipientenmaterials selbst zu sehen. Ein in solcher Weise unbehandelter Edelstahl dieser Güte weist eine typische Abgasrate von bestenfalls 10^{-9} mbar·l/s·cm² auf. Um dennoch die geforderten hohen Ansprüche an die exzellenten Vakuumbedingungen zu erfüllen, wurde ein Großteil der inneren Kammerwand mit Streifen aus Volumengettermaterial (St707, Fa. SAES-Getters) ausgekleidet. Inklusiv den an den Rezipienten angebauten Standard-CF-Rohrbauteilen wurden in der Quelle insgesamt 17 m Streifenmaterial verarbeitet. Erst durch die Verwendung dieses Materials in Kombination mit einer großen Kombinations-Ionengetterpumpe (StarCell 500, 600l/s mit integrierten Volumen-Gettermodulen, Fa. Varian) gelingt es, in der bestehenden Quelle einen Basisdruck von 3×10^{-12} mbar zu erzielen. Ein wesentlicher Nachteil besteht jedoch in der Tatsache, dass dieses St707-Material zur Erreichung einer annähernd vollen Saugleistung und des maximalen Sorptionsvermögens mindestens fünf Tage lang bei Temperaturen von wenigstens 300 °C aktiviert werden muss. Diese Forderung bedingt also die hohe Ausheiztemperatur (300 °C) der gesamten Vakuumapparatur. Bei diesen Temperaturen und den langen Haltezeiten tritt nach mehrfachem Belüften des Rezipienten vorschnell Materialermüdung auf. Eine anschließende zeitaufwendige Reparatur- und Instandsetzungsphase verhindert daher ein schnelles und einfaches Arbeiten mit der bestehenden Photoemissionsquelle. Eine schematische Darstellung der Quelle zeigt die Abbildung 4.1. Insbesondere kann man der Darstellung entnehmen, dass das gesamte elektronenoptische Linsensystem auf einem parallel zur Linsenaufnahme angebrachten Träger befestigt ist. Dieser Träger ist an einem separaten, unterhalb der Strahlachse angebrachten Flansch montiert. Relativ zu dieser Aufnahme wird das optische System justiert. Die aufwendige mechanische Konstruktion gestattet es dabei grundsätzlich, das Linsensystem in alle Raumrichtungen zu bewegen.

⁶Conflat

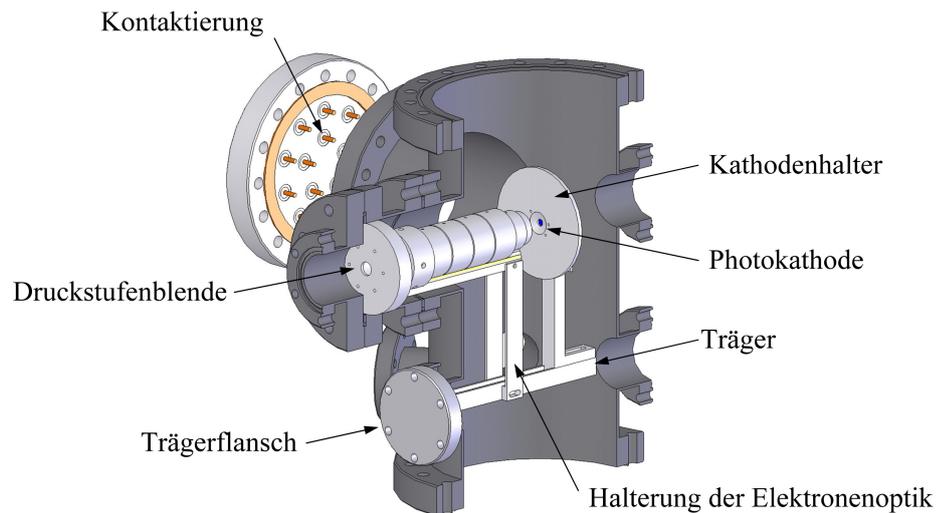


Abbildung 4.1: Schnittdarstellung des bestehenden Photoemissionssystems

Die Konstruktion selbst hat jedoch mehrere gravierende Nachteile. So sind beispielsweise das letzte Linsenelement und die nachfolgende Druckstufenblende montagebedingt fest auf Massepotential gesetzt und können dadurch nicht zur Führung des Elektronenstrahls eingesetzt werden. Weiterhin sind sämtliche elektrische Kontaktierungen der Linsenelemente und der Photokathodenhalterung über einen mit Vakuumdurchführungen versehenen seitlichen Flansch realisiert. Diese Konstruktion führt im Falle von Kontaktproblemen am Linsensystem eine sehr zeitraubende Instandsetzung nach sich, da sowohl das komplette Linsensystem inklusive Halte- und Justiermechanik, die Photokathodenhalterung sowie sämtliche elektrische Kontaktierungen ab- und ausgebaut werden müssen.

4.2 Die neue Photoemissionsquelle

Mit dem Aufbau des neuen Systems ist es gelungen, sämtliche oben aufgeführte Nachteile und bestehende Schwierigkeiten, wie sie sich beim Betrieb des alten Photoemissionssystems ergeben, zu eliminieren. So wurde die Handhabbarkeit entscheidend verbessert und es kann ein kleinerer Laserfokusfleck auf der Photokathode erzeugt werden. Ferner eröffnet die neue Neukonstruktion zusätzlich neue Optionen. Mit dem Einbau von Wehneltblenden ist es nun erstmals möglich, einen ultra-kalten Elektronenstrahl auf reproduzierbare Weise zu erzeugen.

4.2.1 Anforderungen an die neue Quelle

Um einen niederenergetischen Elektronenstrahl zu erzeugen, ihn zu transportieren und zu fokussieren, ist es wichtig, nahe des elektronenoptischen Linsensystems selbst geringste Streufelder zu vermeiden oder ggf. zu kompensieren. Aus diesem Grund wurden bei der Konzeption und beim Aufbau nur Materialien in Betracht gezogen, welche eine sehr geringe Restpermeabilität aufweisen. Da sowohl die Lebensdauer der Photokathode als auch die

Emissionscharakteristik der Elektronen von der Struktur der Halbleiteroberfläche abhängig sind, ist es sehr wichtig, die Photoemissionsquelle bei extrem niedrigem Restgasdruck (XHV) zu betreiben. Da die Anzahl der durch den Elektronenstrahl ionisierten Atome und Moleküle des Restgases für feste Elektronenstrahlenergie direkt proportional zum Restgasdruck ist, nimmt die Anzahl der so erzeugten Ionen mit steigendem Restgasdruck zu. Diese Ionen werden aufgrund des im Elektronenstrahlerzeugungssystem vorhandenen elektrischen Feldes entgegen der Flugrichtung der Photoelektronen zur Kathode hin beschleunigt. Durch fortwährenden Ionenbeschuss wird die nur etwa zwei Monolagen dicke Cäsiumoxidschicht der Photokathode, die zur Erzeugung der negativen Elektronenaffinität notwendig ist, mit der Zeit abgetragen. Bei hinreichend hohen Energien wird auch die stark p-dotierte, aktive GaAs-Schicht durch Ionenimplantation zerstört. Es ist daher möglich, aus der Kenntnis der Lebensdauer der Kathode eine direkte Aussage über die Qualität des Vakuums zu treffen. Bei sehr hohen Gesamtdrücken (typ. 10^{-9} mbar) oder auch bei entsprechend hohem Partialdruck von Restgasmolekülen, wie z.B. Sauerstoff, Kohlenmonoxid, Kohlendioxid oder Wasser, ist die Lebensdauer der Photokathoden auf wenige Stunden oder gar nur Minuten begrenzt.

Das neue System sollte überdies noch weiteren Anforderungen gerecht werden. Es musste in der Handhabbarkeit entscheidend verbessert werden, d.h. der Zeitaufwand der Montage und Demontage, vor allem aber der Justage und ggf. der Instandsetzung des Linsensystems sollte auf ein Minimum reduziert werden. Auch sollten die erforderlichen hohen Ausheiztemperaturen, welche bei der sich derzeit in Betrieb befindlichen Photoemissionsquelle mit teilweise mehr als $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ eine allzu schnelle Materialermüdung und Auftreten von Leckagen an den Dichtungen und Schweißnähten der Vakuumkammer nach sich ziehen, deutlich gesenkt werden. Die einfachere Handhabung der Fokussierung sowie die Möglichkeit ultra-kalte Elektronenpulse in reproduzierbarer Weise zu erzeugen, sind weitere Forderungen denen das neue System gerecht werden sollte.

4.2.2 Der Trägerflansch

Der Schlüssel zur Verbesserung der Handhabbarkeit der neuen Quelle ist durch die Grundidee gegeben, alle elektronenstrahlerzeugenden sowie alle für die Justierung und die Kontaktierung relevanten Komponenten auf einem Flansch unterzubringen. Es gelang, das gesamte elektronenoptische Linsensystem inklusive Halterung, alle elektrischen Kontaktierungen sowie die beiden Vakuumsichtfenster für die Ein- und Auskopplung des Laserstrahls auf einen Flansch zu montieren. Aus konstruktions- und fertigungstechnischen Gründen wurde ein CF200-Flansch verwendet. In der Abbildung 4.2 ist der Trägerflansch dargestellt.

Da bei der Erzeugung niederenergetischer Elektronenstrahlen selbst kleinste Streufelder nicht toleriert werden können, wurde der Flansch nebst Einschweißteilen aus dem Mate-

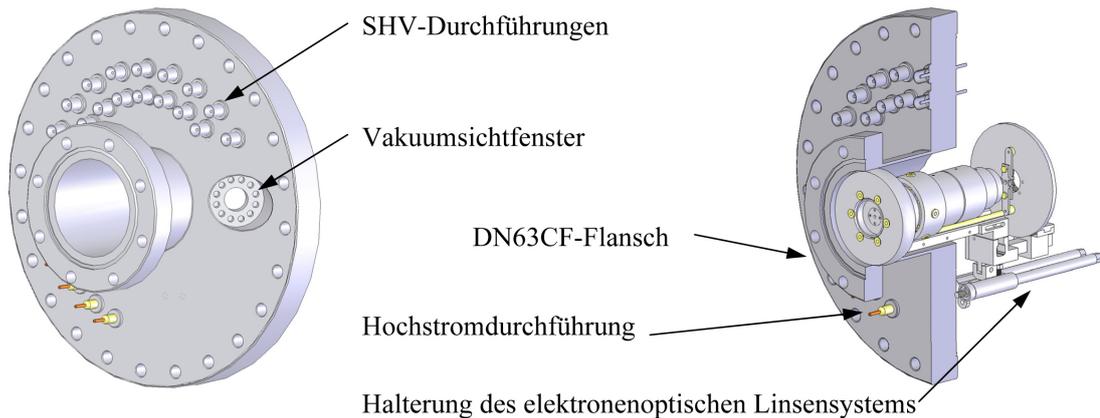


Abbildung 4.2: Darstellung des Trägerflansches

rial St1.4429ESU⁷ gefertigt. Der Edelstahl 1.4429 weist eine sehr geringe Restpermeabilität ($\mu \approx 1,004$) bei ausgezeichneten Festigkeitseigenschaften auf. Um ein Verziehen des Flansches während der Ausheizphase der Vakuumapparatur zu verhindern, wurde dieser im Vorfeld der Bearbeitung hochtemperaturvakuumgeglüht (2 h bei 950 °C) und alle anderen Teile anschließend eingepasst und verschweißt. Zur Kontaktierung der elektronenoptischen Linsenelemente wurden 16 speziell angefertigte SHV-Durchführungen (Koaxial, Schirm geerdet, Fa. Ceramaseal) in den Flansch eingeschweißt. Die Sonderanfertigung war erforderlich geworden, da die Standarddurchführungen eine Nickelsee aufweisen. Um magnetische Streufelder zu vermindern, wurden daher Durchführungen mit Edelstahlseele angefertigt. Die Koaxialdurchführungen haben eine garantierte Überschlagsfestigkeit von 5000 V. Diese Lösung wurde gewählt, um die neue Photoemissionsquelle nicht nur niederenergetisch bei wenigen Elektronenvolt, sondern auch in einem Energiebereich bis zu 5 keV betreiben zu können.

4.2.3 Die Elektronenoptik

Die Elektronenoptik der Photoemissionsquelle besteht aus den strahlerzeugenden Komponenten, der Photokathode und den Wehneltblenden, sowie den strahltransportierenden Elementen, den fünf ringförmigen Linsen sowie der Druckstufenblende. Fast alle Komponenten sind aus Titan gefertigt, da Titan einen geringen Sekundärelektronenkoeffizienten aufweist. Die Linsenelemente wurden mit entsprechend großem Durchmesser gefertigt, um den Anteil der auf die Linseninnenwand auftreffenden Elektronen bei nicht optimaler Elektronenstrahlung möglichst gering zu halten. Der geringe Sekundärelektronenkoeffizient garantiert, dass bei auftretender elektronenstimulierter Desorption der Anteil der ebenfalls produzierten Sekundärelektronen möglichst gering ist. Die Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Darstellung des kompletten elektronenoptischen Linsensystems samt Halterungen.

⁷Elektro-Schlacke-Umschmelzverfahren

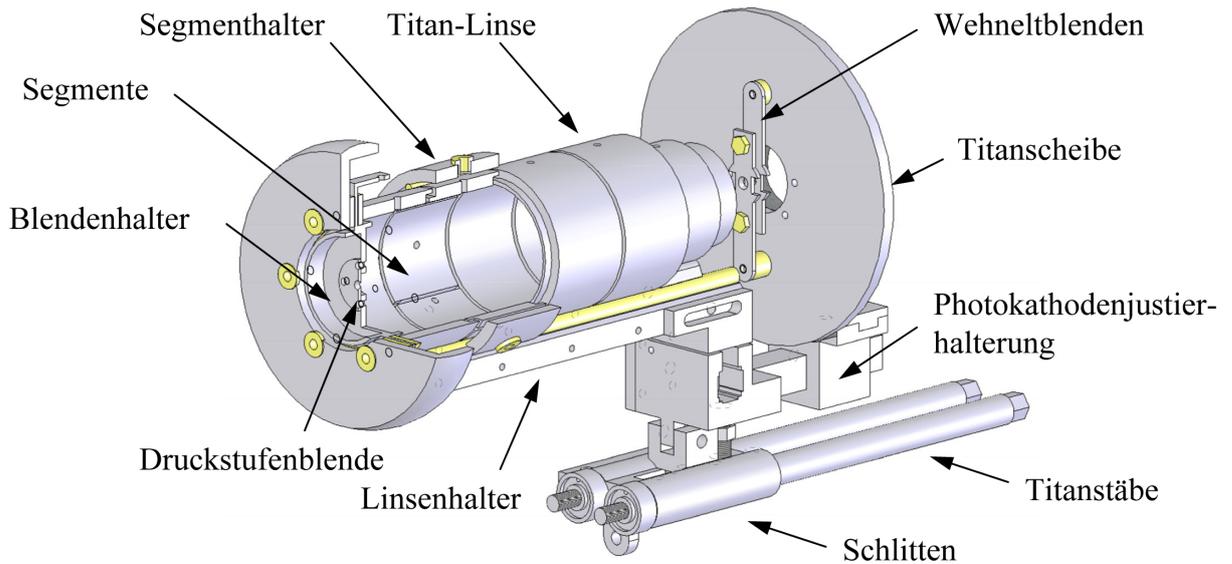


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des elektronenoptischen Linsensystems

Die Länge l und der Durchmesser d der Linsen wurden nach einem fest gewählten l/d -Verhältnis (2:3) konzipiert. Bei der ersten Linse wurde dieses Verhältnis betreffend eine Ausnahme gemacht. Um den Laserstrahl noch auf die Photokathode fokussieren zu können, besitzt das erste Linsenelement einen kleineren Innendurchmesser von nur $d = 22$ mm, alle folgenden Elemente haben einen Durchmesser von $d = 30$ mm. Die Länge der Linsen beträgt jeweils 20 mm. Das vierte Linsenelement ist in vier getrennt ansteuerbare Segmente aufgeteilt worden, so dass der Elektronenstrahl bei Vorhandensein kleiner elektrischer und magnetischer Streufelder wieder auf Achse gebracht werden kann. Das fünfte Linsenelement samt Druckstufenblende ist an der Zentrierhalterung befestigt. Durch die elektrische Isolation des Blendenhalters mittels eines Macor-Ringes ist es nun möglich, das letzte Element und die Druckstufenblende unabhängig voneinander anzusteuern und ggf. auf unterschiedliche Potentiale zu legen. Ein weiterer Isolationsring entkoppelt den Blendenhalter von der Befestigung des Systems im Flansch. Die Einzellinsen sind ineinandergeschachtelt montiert worden, um Felddurchgriffe von der Umgebung, im Wesentlichen der auf Masse liegenden Vakuumkammerwand, zu minimieren. Das gesamte elektronenoptische Linsensystem wird in einem auf Passung gefertigten Conflat-Flansch (DN63CF) gehalten und zentriert. Die Zentrierhalterung des Linsensystems ist an den Flanken ballig ausgeführt. So arbeitet die Befestigung bei Einstellarbeiten wie ein Kugelgelenk und kann nicht im Rohrstück verklemmen. Die Problematik des Verklemmens ist vor allem bei hohen Ausheiztemperaturen (bis 250°C), denen die Vakuumkammer zum Erreichen der XHV-Bedingungen ausgesetzt ist, gegeben. Durch die spezielle Konstruktion der Zentrierhalterung wurde diese Problematik minimiert. Durch die enge Passung der Halterung ist es möglich, mit einer geeigneten Blende ($d = 0,5$ mm) bis zu vier Größenordnungen Druckunterschied zwischen der Elektronenkanal-

nenkammer und der (e,3e)-Apparatur zu realisieren, was eine zentrale Forderung an den Aufbau der neuen Photoemissionsquelle war. Die Blendenhalterung ist an beiden Seiten mit einem Kragen versehen worden, der zur Abschirmung der Isolationsringe dient. Dies ist von entscheidender Wichtigkeit, da die Ringe vor Elektronenbeschuss abgeschirmt werden müssen, um zu verhindern, dass sich die Keramiken auf sehr hohe Potentiale aufladen und somit das durch die elektronenoptischen Linsenelemente erzeugte elektrische Feld undefinierbar beeinflusst wird.

Zum einen ist das gesamte Linsensystem an der Elektronenstrahlaustrittsseite durch die Zentrierhalterung befestigt. Eine zweite Halterung des optischen Systems wird durch zwei Titanstäbe gewährleistet. Diese wurden unterhalb der Strahlachse in den Trägerflansch eingeschraubt. An diesen Stäben ist ein Edelstahlschlitten angebracht worden, an dem seinerseits eine Verstellmechanik zur Aufnahme des Linsenhalters montiert wurde. Um bei eventuell auftretenden Kontaktproblemen am Linsensystem problemlos arbeiten zu können, kann der Schlitten mit der gesamten Optik aus dem CF63-Rohrstück gezogen werden. Dabei müssen weder Kabel noch andere Bauteile entfernt werden. Dies stellt eine enorme Vereinfachung der Handhabbarkeit des elektronenoptischen Aufbaus dar, zumal diese Konstruktion eine problemlose Zentrierung und Justierung des kompletten Systems auch im eingebauten Zustand erlaubt. Das auf dem Schlitten montierte Bauteil ist wesentlicher Bestandteil des gesamten Verstellmechanismus. Die Möglichkeit der Höhenverstellung ist durch einen Gewindebolzen mit Rechts-Links-Gewinde gegeben, welcher den Schlitten mit dem Träger verbindet. Die Seitenverstellung wird durch eine Führung mit Gewindetrieb im oberen Teil des Trägers realisiert. Alle Linsenelemente sind, durch Keramikröhrchen isoliert, auf einem Titanhalter angebracht, der seinerseits mit dem Gegenstück der Führung verschraubt ist. Die Photokathodenhalterung ist ebenfalls auf dem Träger befestigt und mit einer Führung versehen. Diese Konstruktion ermöglicht zusätzlich die Höhen- und Seitenverstellung der Photokathodenhalterung und der Wehneltblenden relativ zum Rest des elektronenoptischen Linsensystems. Die Konstruktion der Photoemissionsquelle war in technischer Hinsicht eine große Herausforderung. Einen Einblick in die Komplexität der Fertigungsteile und Justiermechaniken gibt die Zusammenstellung der technischen Zeichnungen, die im Anhang dieser Arbeit zu finden sind.

Um ein homogenes Startfeld der Photoelektronen zu gewährleisten, ist die Kathode von einer Titanscheibe mit großem Durchmesser umgeben, die dasselbe Potential besitzt. Zur elektrischen Isolation sitzt die Kathode in einem aus Macor gefertigten Halter. Eine der wesentlichen Neuerungen, die Wehneltblenden, wurden im Abstand von 2 mm und 4 mm hinter der Photokathode montiert. Die erste Wehneltblende dient der Extraktion der Elektronen. Da sie geringfügig positiver gegen die Kathode angespannt wird, werden die Elektronen von der Kathode abgezogen. Über die Spannung an der Blende kann innerhalb gewisser Grenzen auch die Intensität des Elektronenstrahls gesteuert werden. Mit Hilfe der zweiten Blende

können auf einfache und reproduzierbare Weise energiescharfe Elektronenpulse erzeugt werden, indem der niederenergetische Anteil des Photoemissionsspektrums durch Anlegen eines gegenüber der ersten Blende geringfügig negativeren Potentials abgeschnitten wird.

4.3 Aufbau der Elektronenkanonenkammer

Um den Anforderungen des extrem niedrigen Restgasdruckes beim Betrieb der neuen Photoemissionsquelle gerecht zu werden, wurde auch beim Aufbau der Vakuumkammer ein besonderes Augenmerk auf die verwendeten Materialien gelegt. Die zum Aufbau der Vakuumkammer verwendeten Rohre wurden aus St1.4435-Edelstahl gefertigt, während alle CF-Flansche aus hochtemperaturvakuumgeglühtem St1.4429 ESU-Edelstahl hergestellt wurden. Diese Wahl garantiert zum einen eine niedrige Permeabilität selbst an den Schweißnähten ($\mu \leq 1,02$), wie sie zur Vermeidung von selbst kleinen magnetischen Streufeldern für den niederenergetischen Elektronentransport unabdingbar ist, zum anderen ändert sich die Brinellhärte der CF-Schneidkanten selbst bei hohen Ausheiztemperaturen nur unmerklich. Eine Materialermüdung auch nach mehrfachem Ausheizen der Vakuumapparatur ist daher nicht zu befürchten. Konsequenterweise bestehen auch alle an der Apparatur verwendeten Schrauben aus niederpermeablem A4-Material. Ferner sind alle verbauten Standard-Vakuumkomponenten aus St1.4435-Edelstahl gefertigt. Die Elektronenkanonenkammer ist auf einem separaten Gestell befestigt und zur Schwingungsisolierung durch einen flexiblen Balg mit der Präparationskammer verbunden.

Die Vakuumkammer besteht aus einem Rohrstück mit einem Durchmesser von 200 mm, an dessen einem Ende ein CF200-Flansch angeschweißt ist. Die Baulänge der Kammer wurde so kurz wie möglich gehalten (197,5 mm), um mit den zur Verfügung stehenden kurzen magnetischen Manipulatoren den Photokathodentransfer noch bewerkstelligen zu können. Nach Neukonstruktion der Halterung des elektronenoptischen Linsensystems ergibt sich der Vorteil, dass nun Justierarbeiten im eingebauten Zustand durchführbar sind. Der Zugriff zu den Justierschrauben und Einstellhebeln wird durch einen seitlich angebrachten, modifizierten CF160-Flansch ermöglicht. Da der Photokathodenhalter beim Kathodentransfer von der Präparationskammer in die Elektronenkanonenkammer mit Hilfe des Bajonettverschlusses in den Halter des elektronenoptischen Abbildungssystems eingebracht und dort gleichzeitig unter Molybdänfederwirkung elektrisch kontaktiert werden muss, ist der direkte Sichtkontakt auf den Halter während des Transfers unabdingbar. So wurde die Kammer zur Aufnahme eines Vakuumsichtfensters mit einem CF40-Flansch unter einem 45° -Winkel zur Kammerachse versehen (vgl. Anhang Seite 88).

Die Elektronenkanonenkammer wird von einer Turbomolekularpumpe (TMU 521 YP, 510 l/s, Fa. Pfeiffer) evakuiert. Um einen möglichst geringen Enddruck zu erreichen, wird diese in Reihe mit einer weiteren Turbomolekularpumpe (Turbo V70LP, 70 l/s, Fa. Varian) betrie-

ben. Den benötigten Vordruck liefert eine Hubkolbenpumpe (XtraDry 150-2, $7,5 \text{ m}^3/\text{h}$, Fa. Pfeiffer). Zur Erhaltung eines Enddrucks im XHV-Bereich war vorgesehen, die gesamte Vakuumkammerwand mit einer $1\text{-}2 \mu\text{m}$ dicken NEG-Schicht belegen zu lassen. Das Aufputtern dieser Beschichtung sollte nach einem Patentverfahren des CERN⁸ erfolgen. Nach jahrelanger Forschung gelang es am CERN eine spezielle Zirkonlegierung (ZrTiY) als NEG-Material zu finden die eine Erstaktivierungstemperatur von nur $180 \text{ }^\circ\text{C}$ benötigt, um maximales Saugvermögen und maximale Sorptionskapazität zu garantieren. Nach Berechnungen, unter Zuhilfenahme von Material-Abgasraten und Bestimmung der gesamten Photoemissionsquellenoberfläche, sollte es dieser so aufgesputterte dünne NEG-Film ermöglichen im XHV-Bereich ($< 1 \times 10^{-12} \text{ mbar}$) arbeiten zu können. Da zum Zeitpunkt der Vakuumkammerfertigung jedoch keine Möglichkeit bestand in der zur Verfügung stehenden kurzen Aufbauzeit Kammern mit solch großen Durchmessern beschichten zu lassen, wurde zur Erhaltung zusätzlicher Pumpleistung eine andere Lösung gefunden. An der Unterseite des Rezipienten wurde ein Standard T-Stück (DN160CF) angebaut. Dieses Bauteil wurde in der oben beschriebenen Weise mit einem TiZrY-Film von $1 \mu\text{m}$ Dicke beschichtet. Die Saugvermögen dieses T-Stückes beträgt ca. 890 l/s (für H_2). An der Kammeroberseite wurde, getrennt durch ein UHV-Ventil, eine NEG-Pumpe (CapaciTorr D2000 MK5, Fa. SAES-Getters) installiert. Diese Pumpe weist eine Saugleistung von 1500 l/s (für H_2) auf. Zur Messung des Drucks in unmittelbarer Nähe der Optik sowie zur Restgasanalyse wurden ein Ionisationsvakuummeter (Extraktorröhre IE 514, Fa. Leybold) und ein Quadrupol-Massenspektrometer (PRISMA 422, Fa. Pfeiffer) am Rezipient montiert.

4.4 Das Detektorsystem

Zum Nachweis der photoemittierten Elektronen sowie auch zur Vermessung der Charakteristik der Elektronenpulse wurde ein Detektorsystem in einer separaten Vakuumkammer, der Detektorkammer (vgl. Abb. 3.1), installiert. Dieses System ermöglicht die orts- und zeitaufgelöste Detektion der Elektronen. Die Detektorkammer wurde auf dem Gestell der Elektronenkanonenkammer aufgebaut und ist durch ein Ventil von letzterer getrennt. Der Rezipient besteht aus einem modifiziertem Doppelkreuzstück (DN160CF) und wurde aus niederpermeablem A4-Edelstahl angefertigt. Um auch in diesem Teil der Apparatur einen möglichst niedrigen Druck zu erreichen, werden auch hier zwei Turbomolekularpumpen (TV301 Navigator, 280 l/s , TV81M, 77 l/s , Fa. Varian) in Reihe betrieben. Ein Weitbereichsvakuummesssystem (Atmion, Fa. Vacom) dient der Totaldruckmessung.

⁸Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

4.4.1 Der positionsempfindliche Detektor

Der komplette Detektor mit Vakuumdurchführungen zur elektrischen Kontaktierung ist auf einem CF160-Flansch montiert. Dies erleichtert den Ein- und Ausbau des Systems im Falle einer Instandsetzung oder anstehenden Verbesserung des Detektorsystems. Den Aufbau des großflächigen, positionsempfindlichen Detektors zeigt die Abbildung 4.4.

Um den positionsempfindlichen Nachweis der Elektronen zu realisieren, werden hier zwei Mikrokanalplatten (MCP)⁹ in Kombination mit einer zweidimensional ortsauflösenden Delay-Line-Anode verwendet. Bevor die nachzuweisenden Elektronen mittels der MCPs vervielfältigt werden können durchlaufen sie zwei engmaschige Kupfernetze. Diese Netze können auf unterschiedliche Potentiale gelegt werden. Zur Gewährleistung gleicher Nachweiseffizienz für unterschiedliche Elektronenenergien müssen bei niedrigen Elektronenenergien die Elektronen nachbeschleunigt werden. Dies geschieht durch Anlegen einer hohen Spannung (typ. 170-200 V) an das zweite Netz. Um die in den MCPs durch Sekundärelektronenemission erzeugten Ladungswolken zwischen der Rückseite des zweiten MCP's und der Delay-Line-Anode ohne Änderung der Flugrichtung nachweisen zu können, befindet sich im Zwischenraum ein Ring, der auf definiertem Zwischen-Potential liegt. Dieser sorgt für ein homogenes elektrisches Feld für den geradlinigen Abzug der Elektronenladungswolke zur Delay-Line-Anode hin, so dass insbesondere die Ortsinformation erhalten bleibt und nicht durch Streufelder verfälscht wird.

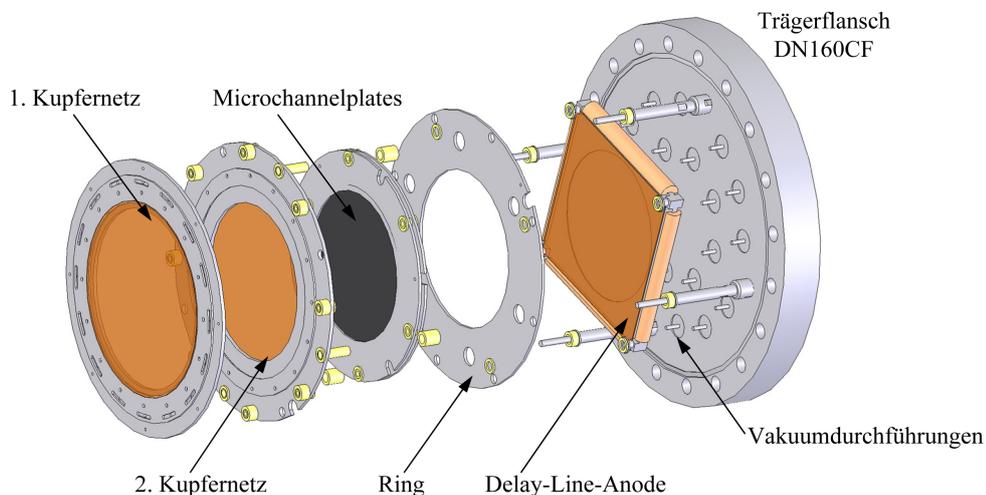


Abbildung 4.4: Explosionsdarstellung des positionsempfindlichen Detektors

Beim Aufbau des Detektorsystems wurde darauf geachtet, dass ein möglichst großer Teil der gesamten aktiven Fläche der MCPs ($d = 86 \text{ mm}$) für die Teilchendetektion genutzt werden kann. Da die Isolationskeramiken vor Teilchenbeschuss und somit vor unerwünschter Aufladung abgeschirmt werden müssen, wurde der zur Teilchendetektion nutzbare Durchmesser der MCPs konstruktionsbedingt auf 80 mm begrenzt. Der Einsatz des Detektors unter UHV-

⁹micro channel plate

Bedingungen machte es erforderlich, alle beim Aufbau verwendeten Materialien und Kabel auf ihre Ausheizbarkeit, geringe Abgasrate und niedrige Restpermeabilität hin kritisch zu prüfen und auszuwählen.

4.4.2 Die Microchannelplates

Microchannelplates gehören zu den Sekundärelektronenvervielfachern, die den positionsempfindlichen Nachweis von geladenen Teilchen oder auch Photonen erlauben [16]. Das MCP ist eine dünne Glasscheibe mit bis zu 10^7 Kanälen. Die Durchmesser der Glaskanäle betragen 10-100 μm , ihr Längen-zu-Durchmesserverhältnis liegt zwischen 40 und 100. Der Durchmesser der hier verwendeten MCPs beträgt 86 mm, ihre Dicke 1,5 mm, der Kanaldurchmesser 25 μm . Die Oberflächen der Kanäle sind mit einem hochohmigen Material beschichtet, welches eine geringe Austrittsarbeit für Elektronen besitzt. Die Vorder- und Rückseite hingegen sind mit einem niederohmigen Material überzogen. Wird eine Spannung an beiden Seiten angelegt, entsteht ein homogenes elektrisches Feld in den Kanälen. Geladene Teilchen oder Photonen, die die Kanalwand treffen, produzieren Sekundärelektronen, die durch das elektrische Feld im Inneren beschleunigt und durch dann wiederholt auftretende Sekundärelektronenprozesse kaskadenartig vervielfacht werden. Auf diese Weise wird das Signal von Primärteilchen verstärkt, ohne dass Ortsinformationen verloren gehen. Eine schematische Ansicht eines MCPs und das Prinzip der Elektronenvervielfachung sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Kanäle der hier im Detektor verwendeten MCP's besitzen eine Neigung von 8° zur Oberflächennormalen, um die Ionenrückkopplung zu verringern. Diese entsteht durch Restgasatome und -moleküle, welche in den Kanälen ionisiert werden. Die Ionen werden durch das elektrische Feld entgegen der Flugrichtung der Elektronen beschleunigt und laufen durch die Neigung nur eine sehr geringe Strecke bis sie auf eine Kanalwand treffen.

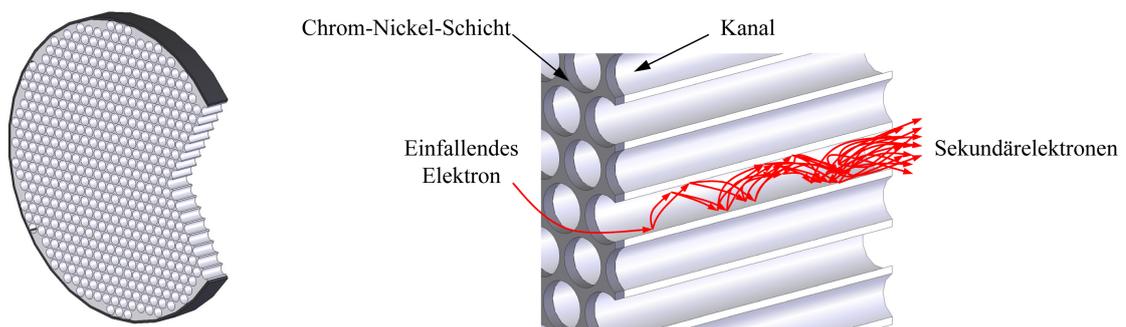


Abbildung 4.5: Schematische Ansicht eines MCP's und das Prinzip der Elektronenvervielfachung in einem Kanal

Eine weitere Reduzierung des Effektes der Ionenrückkopplung erreicht man mit der sog. Chevron-Anordnung. Bei dieser Anordnung werden zwei identische MCPs ebenfalls hintereinander jedoch um 180° gegeneinander verdreht betrieben, was zur Folge hat, dass die um 8° gegen die Normale geneigten Kanäle der beiden MCPs nicht mehr parallel zuein-

ander ausgerichtet sind. Ab einer bestimmten Raumladungsdichte der Elektronenwolke am Ausgang eines Kanals sinkt die kinetische Energie der Elektronen und damit auch die Sekundärelektronenausbeute. Dieser Effekt ist bei einer Verstärkung von $10^3 - 10^4$ zu beobachten und wird als Sättigung des Channelplates bezeichnet. Um eventuell entstandene Störsignale nicht bis zur Sättigung zu verstärken, werden die MCPs an der Untergrenze des Sättigungsbereiches betrieben. Diese in den Kanälen auftretenden Störsignale entstehen häufig durch Zerfälle radioaktiver Isotope des Kanalplattenmaterials, durch Ionenrückkopplung sowie durch kosmische Strahlung.

4.4.3 Die Delay-Line-Anode

Die durch Sekundärelektronenvervielfachung erzeugte Ladungswolke trifft nach einem Abstand von 1,7 cm nach dem MCP auf eine Anode. Um eine orts aufgelöste Detektion des Primärteilchens zu realisieren, kann eine Delay-Line-Anode verwendet werden. Den Aufbau einer solchen Anode zeigt die Abbildung 4.6. Die Basis der hier verwendeten Anode ist eine $9 \times 9 \text{ cm}^2$ große Edelstahl-Trägerplatte. Um diese Platte wurden, voneinander isoliert, in x- und in y-Richtung jeweils zwei Drähte in einem Abstand von 0,5 mm gewickelt. Die Isolation wurde durch Anbringen von Rillenröhrchen-Keramikhalterungen an den Flanken der Metallträgerplatte realisiert, die gleichzeitig eine äquidistante Bespannung gewährleisten.

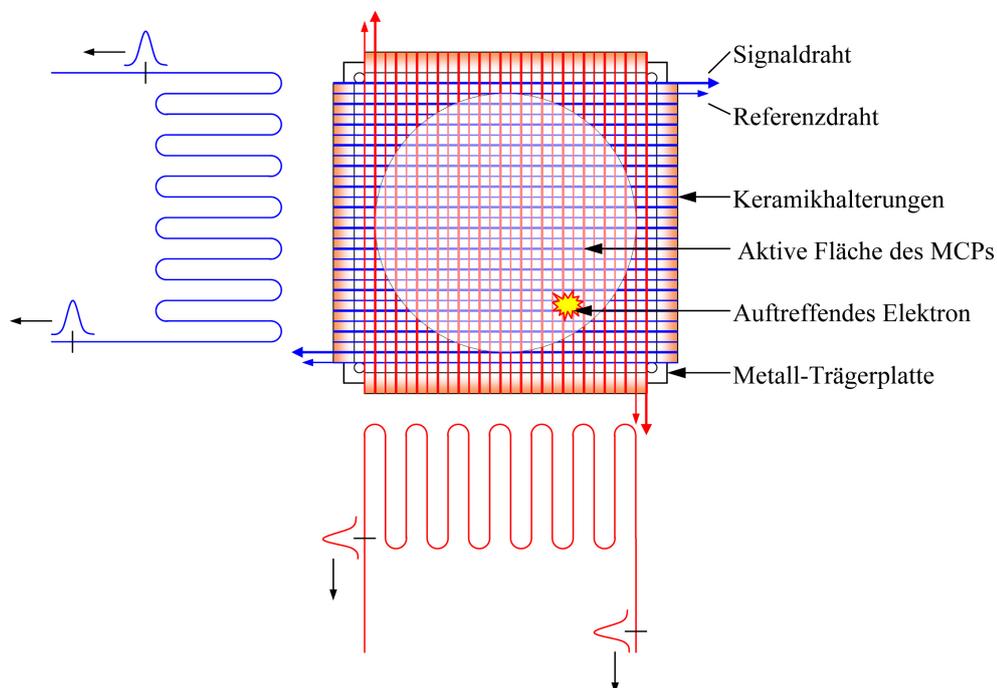


Abbildung 4.6: Schematische Aufsicht auf eine Delay-Line-Anode

Eine auf den Draht treffende Ladung fließt entlang des Drahtes zu dessen beiden Enden hin ab. Misst man nun die Differenzen der Laufzeiten, so kann man den Auftreffort der Ladungswolke auf der Anode bestimmen. Das zu Grunde liegende Prinzip ist die Signal-Laufzeit-

Messung. Es werden jeweils zwei parallele Drähte, ein Signal- und ein Referenzdraht, sowohl in x- als auch in y-Richtung verwendet. Durch Anlegen eines geringfügig höheren Potentials an dem einen der beiden Drähte trifft der überwiegende Teil der nachzuweisenden Elektronen auf diesem Draht, dem Signaldraht auf. Bildet man nun die Differenz der beiden Signale wie sie vom Signaldraht und dem zweiten Draht, dem Referenzdraht geliefert werden, können Störsignale, die beide Drähte betreffend, wirkungsvoll gefiltert werden. Die gesamte Länge der Drähte beträgt ca. 20 m. Die am Ende der Leitung abgreifbaren, schnellen, negativen Pulse besitzen eine Halbwertsbreite von ca. 10 ns. Sowohl die Spannungsversorgung der Drähte als auch die Auskopplung der Signale erfolgt über ein RC-Glied.

Da gerade bei diesem Bauteil die UHV-Kompatibilität von entscheidender Bedeutung ist, wurde die Delay-Line-Anode mit CuZr-Drähten bespannt. Der CuZr-Draht und der für die Anodenträgerplatte verwendete Edelstahl besitzen fast gleich große thermische Ausdehnungskoeffizienten. Aufgrund dessen dehnen sich der Draht und die Trägerplatte beim Ausheizen der Detektorkammer (zur Erzielung eines Enddruckes im UHV-Bereich) gleich aus. So wird effektiv ein elektrischer Kontakt zwischen den im Abstand von nur 1 mm übereinanderliegenden Drahtlagen in x- und y-Richtung oder gar ein Reißen der Drähte vermieden.

5 Test der neuen Photoemissionsquelle

5.1 Simulationsrechnungen

Bei der Konstruktion des elektronenoptischen Linsensystems musste einerseits den geometrischen Randbedingungen zum Einbau des Systems in die Elektronenkanonenkammer Rechnung getragen werden. Die Randbedingungen sind dabei im Wesentlichen durch die Vakuummammergröße sowie durch die Forderung gegeben, eine möglichst kurze Fokusslänge des Laserstrahls und damit einen kleinen Laserfleck auf der Photokathode realisieren zu können. Andererseits mussten umfangreiche Simulationsrechnungen auch der ersten erstellten Linsenkonfigurationen durchgeführt werden, um deren Tauglichkeit für die Produktion eines Elektronenstrahls mit der geforderten Güte zu prüfen. Für diese Simulationsrechnungen wurde das Programm SIMION (Version 8.0) der Firma SISI ¹⁰ verwendet.

Das Programm SIMION ermöglicht es, die Bewegung von Elektronen in elektrischen Feldern detailliert zu berechnen. Die zu diesem Zweck benötigten Geometrieinformationen können SIMION in Form einer GeometrieDatei (GEM Files) ¹¹ zur Verfügung gestellt werden. SIMION kreiert aus diesen Geometrieinformationen Potentialgebiete (PAs)¹². Es ist möglich sowohl planar (nicht-) symmetrische als auch vollständig symmetrische Anordnungen einzugeben. Ein Potentialgebiet kann bis zu 400 Millionen Gitterpunkte enthalten. Die Rechenzeit verlängert sich mit steigender Anzahl der Gitterpunkte, wobei sich bei fest gewählter Geometrie folglich auch die Genauigkeit erhöht. Den Gitterpunkten, die in einem Potentialgebiet eine Elektrode definieren, wird ein frei wählbares positives oder negatives Potential zugeordnet, allen anderen Punkten der Wert Null. Das Programm berechnet mit Hilfe der Methode Finiter Differenzen den Potentialwert an jedem Nichtelektroden-Punkt iterativ, indem es über die Potentiale nächster Nachbarn so lange mittelt bis die Differenz nachfolgender Iterationsschritte eine selbst gewählte Grenze unterschreitet [17]. Die Eigenschaften des elektronenoptischen Linsensystems können dann für selbst zu definierende Ausgangspa-

¹⁰Scientific Instrument Services Inc.

¹¹geometry files

¹²potential array

parameter wie Art, Anzahl und Masse der Teilchen, Startkoordinaten, Startwinkel, räumliche und energetische Verteilung simuliert werden. Um Computerressourcen einzusparen, genügt es, die Geometrie des elektronenoptischen Linsensystems aufgrund der rotationssymmetrischen Form der Elektroden nur in einer Ebene, hier der x-z-Ebene, einzugeben, da das Programm die Rotationssymmetrie um die z-Achse berücksichtigt. Die Abbildung 5.1 zeigt das Ergebnis der Simulation des Strahlenganges im letztlich konstruierten und aufgebauten elektronenoptischen Linsensystem nebst Spannungen. Die bei der Simulationsrechnung verwendeten Parameter sind in der nachfolgenden Tabelle 5.1 aufgelistet.

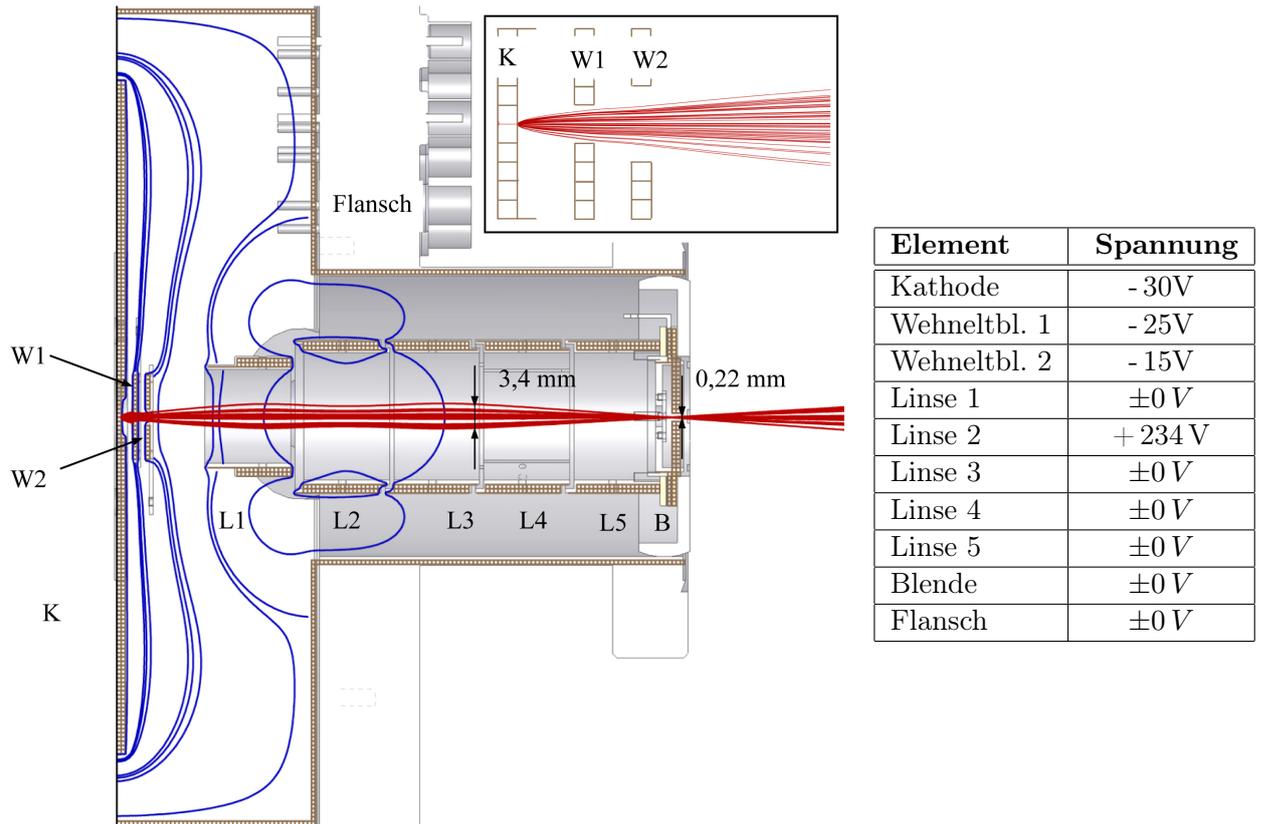


Abbildung 5.1: Berechneter Strahlengang im elektronenoptischen Linsensystem und die bei der Simulation verwendeten Spannungen. Das kleine Bild zeigt den Bereich der Photokathode und der Wehneltblenden in vergrößerter Darstellung.

Parameter	Verteilung	Wert
Azimutwinkel	gleichverteilt	- 90° bis 90°
Polarwinkel	gleichverteilt	- 90° bis 90°
Quelle	kreisförmig	$r = 0,025 \text{ mm}$
Energie	gleichverteilt	0 meV bis 300 meV

Tabelle 5.1: Verwendete Eingabewerte für die Simulation der Elektronen-Trajektorien mit dem Programm SIMION

Die Eingabewerte für die beiden Emissionswinkel eines von der Kathode startenden Elektrons wurden zwischen -90° und +90° variiert. Es wurde hierbei angenommen, dass die

Emissionscharakteristik der Elektronen in einen Raumwinkel von $\Omega = 2\pi$ isotrop ist. Die sich bei der Simulation somit ergebende Vielzahl von extremalen Trajektorien wird dabei überbewertet, da der Anteil der mit hohen Transversalenergien emittierten Photoelektronen aus einer GaAs-Kathode gering ist. Dies geht aus Energieverteilungsmessungen von Photoelektronen hervor [18]. Diese Messungen belegen auch die sinnvolle Wahl der Energie der startenden Elektronen, die hier in einem Bereich von 0-300 meV variiert wurde. Bei bis zur maximalen negativen Elektronenaffinität aktivierten GaAs-Photokathoden liegt die Elektronen-Energiebandbreite in diesem Bereich. Die Ortskoordinaten der Elektronen wurden so gewählt, dass die Größe des Entstehungsgebietes des Elektronenstrahls der Größe des Laserfokusflecks auf der Photokathode entspricht. Da die genaue Fokusgröße des Laserstrahls zum Zeitpunkt der Simulationsrechnungen noch nicht bekannt war, wurde ein Durchmesser von 0,05 mm angenommen. Dieser Wert entspricht etwa dem gemessenen Fleckdurchmesser des alten Photoemissionssystems. Nach dem Aufbau der neuen Quelle wurde die aktuelle Fokusgröße mit einer CCD-Kamera (WincamD low noise ccd, Fa. DataRay Inc.) vermessen. Bei der Messung wurde eine gepulste Laserdiode verwendet, deren Emissionscharakteristik durch Verwendung eines anamorphen Prismenpaares deutlich verbessert wurde. Die Justierung der Prismen und der Laseroptik war jedoch nicht optimal ausgeführt worden, so dass kein perfekter runder, sondern ein leicht elliptischer Strahlfleck auf der Photokathode entstand. Aus der Messung ergab sich eine Fokusgröße (FWHM)¹³ in x-Richtung von ca. 16 μm und in y-Richtung von ca. 21 μm . Da die gemessene Emissionsfläche etwa sieben mal kleiner ist, als bei der Simulationsrechnung angenommen ergibt sich also auch durch die Wahl des viel zu großen Elektronenstartgebiets als Resultat der Simulation eine zu große Anzahl von extremalen Elektronenbahnen.

Das Ergebnis der Simulation zeigt die prinzipielle Eignung des Systems zur Produktion und zum Transport eines Elektronenstrahls mit der geforderten Charakteristik. Eine wichtige Grundvoraussetzung für die Simulationsrechnung ist jedoch die Annahme, dass dem elektrischen Feld kein Magnetfeld überlagert ist. Es sei hier erwähnt, dass lokale magnetische Streufeldeinflüsse im Betrieb des elektronenoptischen Systems aufgrund der sorgfältigen Auswahl der extrem niederpermeablen Materialien eine eher untergeordnete Rolle spielen werden. Magnetfeld-Messungen an der Apparatur mit einer Hallsonde zeigen keine über die Stärke des Erdmagnetfeldes hinaus bestehenden Magnetfeldkomponenten. Da das Erdmagnetfeld mit einer Spulenkombination kompensiert werden wird, ist die Grundvoraussetzung bei der SIMION-Berechnung gut erfüllt. Es zeigt sich, dass der Elektronenstrahl gut am Ort der Druckstufenblende fokussiert werden kann. Des Weiteren ist die maximale Strahlaufweitung im System nur etwa 3,5 mm. Dies ist sehr positiv zu bewerten, da durch diesen Umstand mit wenig elektronenstimulierter Desorption von beschossenen Bauteilen zu rechnen ist. Wie schon erwähnt, führt eine hohe Desorptionsrate zu einer drastischen Verkürzung der Photokathodenlebensdauer durch Ionenbeschuss oder gar -implantation und

¹³full width half maximum

ist deswegen unerwünscht. In der Abbildung kann man auch erkennen, dass Elektronen, die unter einem großen Winkel zur Oberflächennormalen starten, durch die erste Wehneltblende wirkungsvoll fokussiert werden. Das Ergebnis der Simulationsrechnung zeigt ebenso, dass Feldeingriffe von Außen durch die ineinanderverschachtelte Bauweise der Linsen effektiv minimiert werden.

5.2 Funktionstests

5.2.1 Der Aufbau mit Haarnadelkathode

Da das Photokathoden-Präparationssystem zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit nicht funktionstüchtig war und auch in der Folgezeit trotz mehrfacher zeitraubender Instandsetzungsarbeiten nicht einwandfrei funktionierte, wurde nach Aufbau der neuen Photoemissionsquelle ein erster Test ohne Photokathode durchgeführt. Hierzu musste ein spezieller Halter gefertigt werden, der es gestattete, statt einer Photokathode eine herkömmliche Wolfram-Haarnadelkathode (A054, Fa. AGAR Scientific LTD) aufzunehmen. Die Haarnadelkathode wurde dabei so justiert, dass die Elektronenemission beim Heizen der Kathode (Heizstrom $I_K = 1,8 \text{ A}$) exakt am gleichen Ort entstand, wie es bei eingebauter Photokathode der Fall gewesen wäre. Dieser erste Funktionstest konnte sehr schnell durchgeführt werden, da zum Betrieb der Wolfram-Kathode kein extremes Ultrahochvakuum erforderlich ist, die Anlage daher nicht ausgeheizt werden musste. Der Elektronenstrahl wurde bei einem Druck von $5 \times 10^{-8} \text{ mbar}$ erzeugt und nach erfolgter Strahlfokussierung bei einem geringem Strahlstrom von wenigen Picoampere ohne Verwendung eines Faraday-Cups direkt auf einem ortsempfindlichen Detektor in der Detektorkammer vernichtet.

Zur Verarbeitung der beim Elektronennachweis im ortsempfindlichen MCP-Detektor (vgl. Kap.4.4.3) generierten, schnellen negativen Signale mit Pulshalbwertsbreiten von minimal 5 ns wurden Digitalisierungskarten verwendet. Dadurch können mit einer vorgegebenen Frequenz (bis zu 2 GHz) die an den jeweiligen Kanälen ankommenden Signale abgetastet und die Signalform abgespeichert werden, da zu jedem Messpunkt ein digitaler Wert gespeichert wird. Dieser Wert ist proportional zur Höhe der anliegenden Spannung zum Zeitpunkt der Messung. Vom Detektor werden neun Signale geliefert, ein schnelles Zeitsignal, das direkt am hinteren MCP ausgekoppelt wird, und acht Ortssignale. Nach Signaldifferenzbildung bei den Ortssignalen sind noch insgesamt fünf Signale der Datenaufnahme zuzuführen. Das hier verwendete Datenaufnahmesystem der Firma Acqiris wurde für die Messung daher mit zwei DC282 4-Kanal-Digitalisierungskarten bestückt. Dieses so aufgebaute Detektor- und Datenaufnahme-System erfüllt ohne weiteres auch die Anforderung mehrere zur gleichen Zeit auf den Detektor auftreffende Elektronen zu detektieren.

Die Abbildung 5.2 zeigt das Ergebnis einer orts aufgelösten Detektion des erzeugten 500 eV-Elektronenstrahls unter Verwendung des Acqiris-Datenaufnahmesystems. Als Emissionsquelle diente die oben erwähnte Haarnadelkathode A054. Dargestellt ist das Ortsspektrum als Funktion der x- und y-Koordinate der Detektoranode. Die Anzahl der detektierten Ereignisse ist als Farbwert aufgetragen. Niedrige Ereignisraten sind blau, hohe Ereignisraten rot und gelb gekennzeichnet. Die Parameter der Messung sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

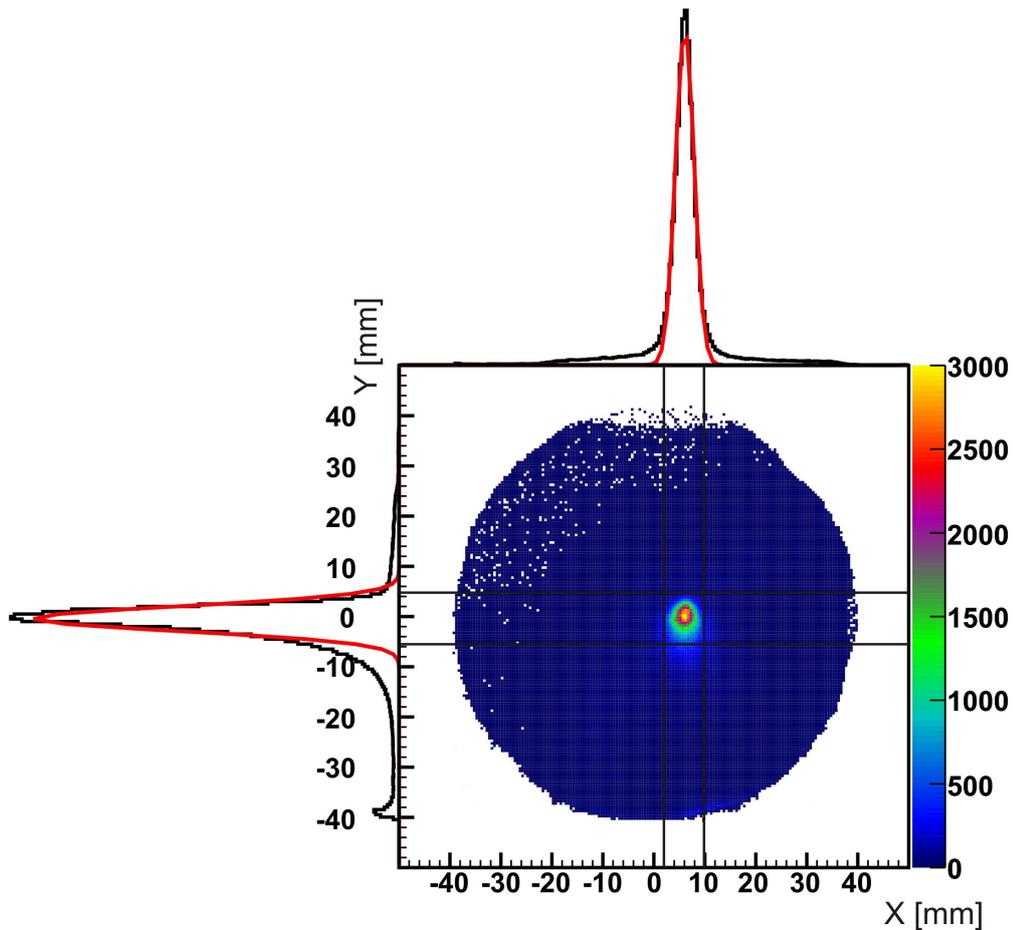


Abbildung 5.2: Detektorbild des mit der Haarnadelkathode erzeugten Elektronenstrahls

Kathode	- 500 V	Linse 2	- 370 V	Segment _u	+ 17 V	I_K	1,8 A
Wehneltbl. 1	- 493 V	Linse 3	± 0 V	Segment _o	+ 31 V	p_D	8×10^{-10} mbar
Wehneltbl. 2	- 504 V	Linse 5	- 110 V	Segment _l	+ 93 V	p_G	5×10^{-8} mbar
Linse 1	± 0 V	Blende	± 0 V	Segment _r	+ 30 V		

Tabelle 5.2: Parameter der Messung

Aus Abbildung 5.2 geht hervor, dass es möglich ist, mit der neuen Photoemissionsquelle einen Elektronenstrahl zu erzeugen und zu transportieren. Die einwandfreie Funktionstüchtigkeit der vier Linsensegmente zur Strahlsteuerung konnte gezeigt werden, da zur Fokussierung des Elektronenstrahls am Ort der Druckstufenblende nichtverschwindende Spannun-

gen (siehe Tab. 5.2) an den Segmenten angelegt werden mussten. Dies ist vor allem deshalb notwendig geworden, da das Erdmagnetfeld bisher nicht kompensiert worden ist, der niedereenergetische Elektronenstrahl daher in diesem homogenen Feld von der Sollbahn abgelenkt wurde.

Die Untergrundereignisse (dunkelblau dargestellt) repräsentieren die aktive Fläche des Detektors ($d = 80 \text{ mm}$). Zur Ermittlung der Breite des Elektronenstrahlprofils wurde in x- und y-Richtung eine Gauß-Funktion angepasst, da das Profil in guter Näherung gaußförmig ist. Die FWHM-Halbwertsbreiten wurden zu $4,1 \text{ mm}$ in x-Richtung und $5,3 \text{ mm}$ in y-Richtung ermittelt. Es fällt auf, dass sich die aktive Fläche des MCP's nicht völlig rund darstellt. An den Rändern sind sechs kleine, jeweils um 60° -Winkeldifferenz verdreht auftretende Einbuchtungen zu erkennen. Diese Randeinflüsse stammen von den sechs kleinen Halteschrauben für die Montage der MCPs, die auf geringerem Potential liegen, als der Ring, welcher sich zwischen den MCPs und der Delay-Line-Anode befindet (vgl. Abb. 4.4, Seite 35). Bei der Fertigung dieses Ringes wurde der Lochkreisdurchmesser zur kompletten Abschirmung der Halteschrauben zu gering gewählt, so dass deren Feldeingriffe auf dem Detektorbild noch zu sehen ist. Dies stellt aber keine Einschränkung dar, da sich der Elektronenstrahl im Zentrum des Detektors befindet und seine Größe klein gegen die aktive Fläche der MCPs ist. Bei einer Weiterentwicklung des Detektors wurde der Lochkreisdurchmesser inzwischen vergrößert, so dass solche Effekte nicht mehr auftreten können.

5.2.2 Der Aufbau mit Photokathode

Erst gegen Ende der Fertigstellung dieser Arbeit gelang es die Präparationskammer wieder in funktionstüchtigen Zustand zu setzen. In der Kammer wurden erfolgreich mehrere Photokathoden aktiviert. Die letzte dieser Kathoden wurde in die Elektronenkanonenkammer transferiert und in den entsprechenden Halter der neuen Photoelektronenquelle eingesetzt, um erste Tests durchzuführen. Die orts aufgelöste Detektion des produzierten Elektronenstrahls wurde mit der gleichen Nachweisapparatur durchgeführt wie im letzten Kapitel bereits beschrieben.

Zur Erzeugung des Photoemissionsstrahls wurde die gepulste Photodiode (Fa. PicoQuant) verwendet, die bei einer Wellenlänge von 650 nm arbeitet. Der Strahl wurde unter einem Winkel von $47,5^\circ$ auf die Photokathode gerichtet und dort auf einen Durchmesser von ca. $20 \mu\text{m}$ fokussiert. Die Kontrolle der exakten Fokusposition im Zentrum der Photokathode erfolgte mit einer CCD-Kamera, auf die der an der Photokathode reflektierte Laserstrahl auftraf. Da der Reflexionsgrad der Photokathode 30% beträgt, ist eine Justierung bei sehr kleiner Laserintensität mit dieser Methode auf wenige Mikrometer genau durchführbar. Zur Messung selbst wurde der Laserstrahl in der Intensität so weit abgeschwächt, dass daraus ein Elektronenstrahlstrom resultierte wie er bei dem Experiment mit eingebauter Wolfram-Haarnadelkathode verwendet wurde. Der erzeugte Photoemissionsstrahl wurde

nicht hinsichtlich seiner Energiebreite charakterisiert, da wegen des engen zeitlichen Rahmens kein zusätzlicher Retarding-Field-Analyzer in die Detektorkammer eingebaut werden konnte. Vielmehr beschränkte sich diese Messung auf die orts aufgelöste Detektion des produzierten Elektronenstrahls, welche als Resultat die Funktionstüchtigkeit der Elektronenoptik bei Verwendung einer Photokathode unter Beweis stellt. Es wurden zwei Experimente durchgeführt, wobei es gelang Elektronenstrahlen mit einer Strahlenergie von 200 eV und 80 eV zu produzieren. In Abbildung 5.3 ist das Ergebnis der orts aufgelösten Detektion des Photoelektronenstrahls mit 80 eV Strahlenergie dargestellt. Diese Energie wurde gewählt, da bei Stoßionisationsexperimenten nahe der Doppelionisationsschwelle von Helium (79 eV) Projektilstrahlen mit einer Energie von etwa 80 eV benötigt werden.

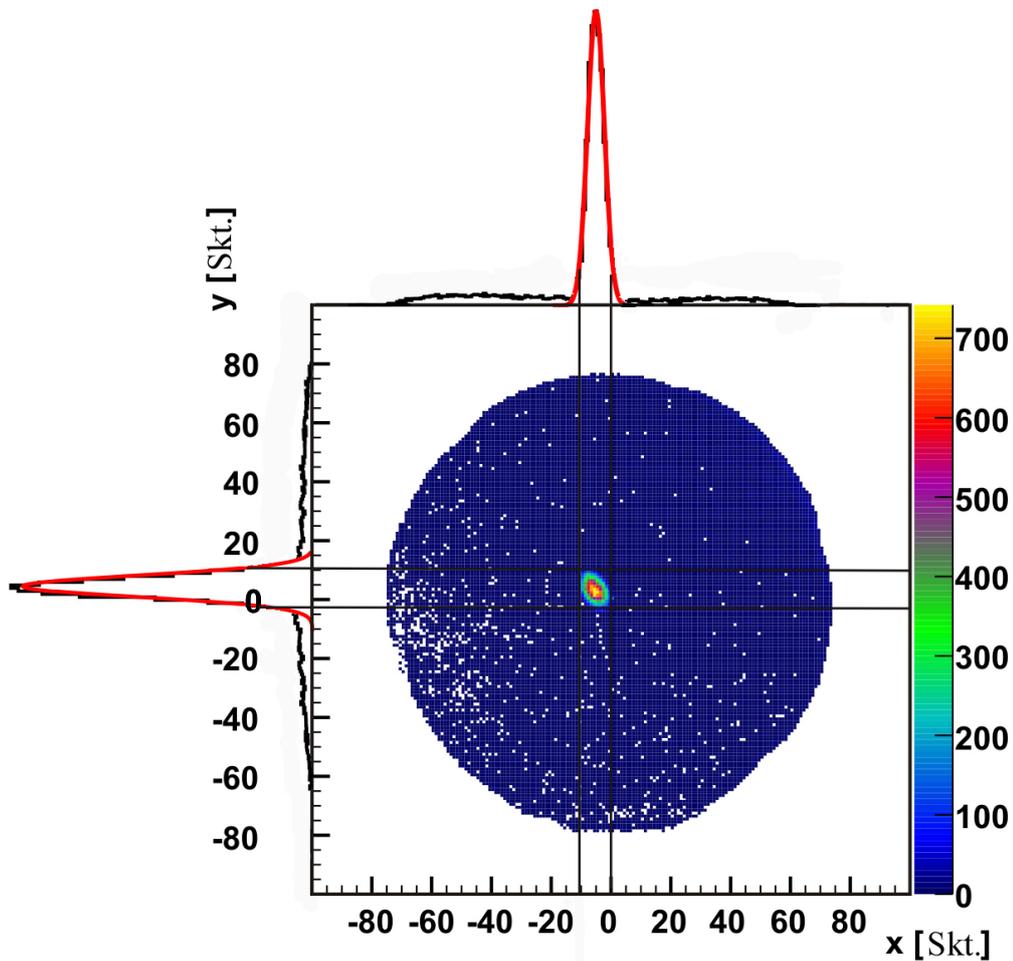


Abbildung 5.3: Detektorbild des Photoelektronenstrahls, (Dimension in mm = $\frac{\text{Skalenteile}}{1,875}$)

Kathode	-80 V	Linse 2	+218 V	Segment _u	+3 V	p_D	8×10^{-10} mbar
Wehneltbl. 1	-75 V	Linse 3	± 0 V	Segment _o	+5 V	p_G	5×10^{-11} mbar
Wehneltbl. 2	-60 V	Linse 5	-19 V	Segment _l	+18 V		
Linse 1	± 0 V	Blende	± 0 V	Segment _r	+3 V		

Tabelle 5.3: Parameter der Messung

Um eine Aussage über die Größe des Elektronenstrahls auf dem Detektor zu erhalten, wurde wieder eine Gauß-Funktion an das Strahlprofil angepasst. Daraus ergibt sich eine Breite (FWHM) von ca. $4,9 \text{ mm} \times 6,0 \text{ mm}$ (x,y). Dies zeigt, dass kein zu stark divergenter Elektronenstrahl produziert wurde. Da auch dieser Test ohne Kompensation des Erdmagnetfeldes stattfand, mussten auch hier die vier Linsensegmente angespannt werden, um den Strahl auf Achse zu halten. Beim in naher Zukunft geplanten Einsatz der Quelle zur Durchführung eines Ionisationsexperiments soll das Erdmagnetfeld mittels dreier senkrecht zueinander angebrachten Helmholzspulenpaare an der Photoelektronenquelle kompensiert werden. Der Projekttilstrahl soll dann mit einer zusätzlichen Transportoptik ins Reaktionsmikroskop geführt und dort am Targetort fokussiert werden.

Bei dieser Messung konnten auch die beiden Wehneltblenden auf ihre Eignung hin getestet werden. Die an den Blenden angelegten Spannungen wurden sukzessiv erhöht bis keine Elektronen mehr den Detektor erreichten. Bei diesem Test wurde so sukzessive der Anteil der niederenergetischen Elektronen aus dem Photoelektronenspektrum durch den Aufbau einer Potentialbarriere vor der Photokathode abgeschnitten. Damit konnte die prinzipielle Funktionstüchtigkeit gezeigt werden. Eine quantitative, energiesensitive Vermessung des so erzeugten Photoelektronenspektrums und damit der Energiebreite des Elektronenstrahls konnte ohne den energiesensitiven Retarding-Field-Analyzer auch hier aus Zeitgründen nicht mehr durchgeführt werden.

6 Ergebnisse

6.1 Restgasspektren

Der Basisdruck in der Präparationskammer wurde mit der Extraktormessröhre IE 514 zu $2,2 \times 10^{-12}$ mbar, mit der AxTRAN-Messröhre zu $2,0 \times 10^{-12}$ mbar gemessen. Die relative Genauigkeit der Druckmessungen mit diesen Messsystemen beträgt 10 % bzw. 15 %. Die Anzeigewerte beider Totaldruckmessgeräte bei der Messung des Basisdrucks der Vakuumkammer in diesem tiefen Druckbereich sind also in hervorragender Übereinstimmung.

Die Partialdruckmessung erfolgt mit einem Quadrupolmassenspektrometer (PRISMA, Fa. Pfeiffer), das neben einem Faradaydetektor zur Nachverstärkung sehr geringer Ionenströme auch mit einem Channeltron ausgestattet ist. Um Partialdrücke messen zu können, benötigt das Spektrometer die Eingabe des Totaldrucks, der von den beiden oben genannten sehr präzise arbeitenden Messzellen geliefert wird.

In den nachfolgenden Abbildungen sind Restgasspektren dargestellt, wie sie mit dem Massenspektrometer in der Präparationskammer gemessen wurden. Die Spektren sind bei verschiedenen Drücken erstellt worden, wobei in allen Fällen zur Nachverstärkung des Ionensignals das Channeltron eingesetzt wurde.

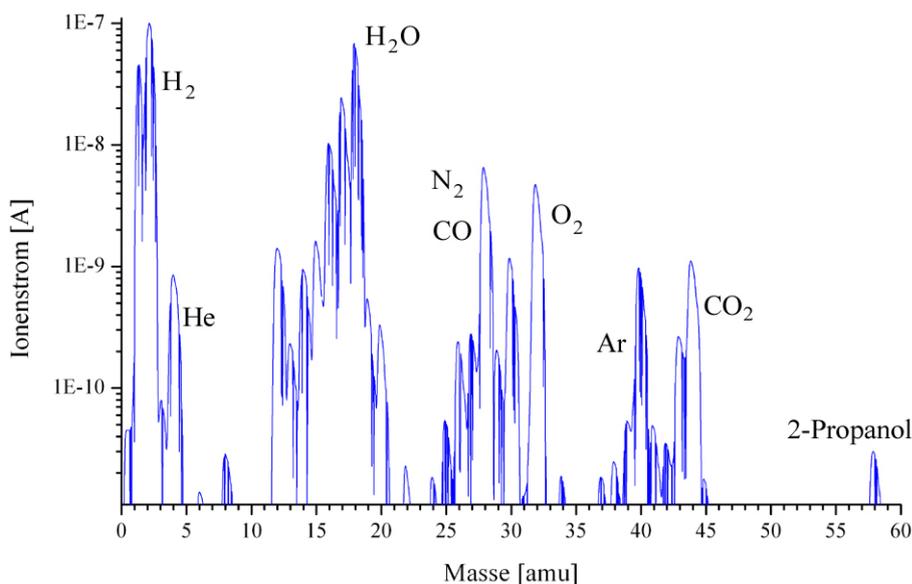


Abbildung 6.1: Restgasspektrum in der Präparationskammer bei einem Totaldruck von $1,2 \times 10^{-6}$ mbar

Die Abbildung 6.1 zeigt ein Restgasspektrum, wie es in der Präparationskammer nach dem Einbau des neuen St707-Volumengettermaterials bei einem Totaldruck von $1,2 \times 10^{-6}$ mbar gemessen wurde. Die Hauptkomponenten im Restgas sind erwartungsgemäß Stickstoff, Wasser, Sauerstoff, Wasserstoff und Argon. Die Kohlenmonoxid- und Kohlendioxid-Ionenströme sind deutlich geringer, es muss jedoch erwähnt werden, dass der im Vergleich zum erwarteten Wert überproportional hohe Anteil von Kohlendioxid seine Ursache in einer vorübergehend eingebauten großen Vitondichtung findet, da Kohlendioxid im Vitonmaterial gespeichert wird. Auch gibt es im Spektrum Spuren von Isopropanol (bei den Atommassen 19 und 59), mit dem die Vakuumkammerinnenwände zur Reinigung ausgerieben wurden.

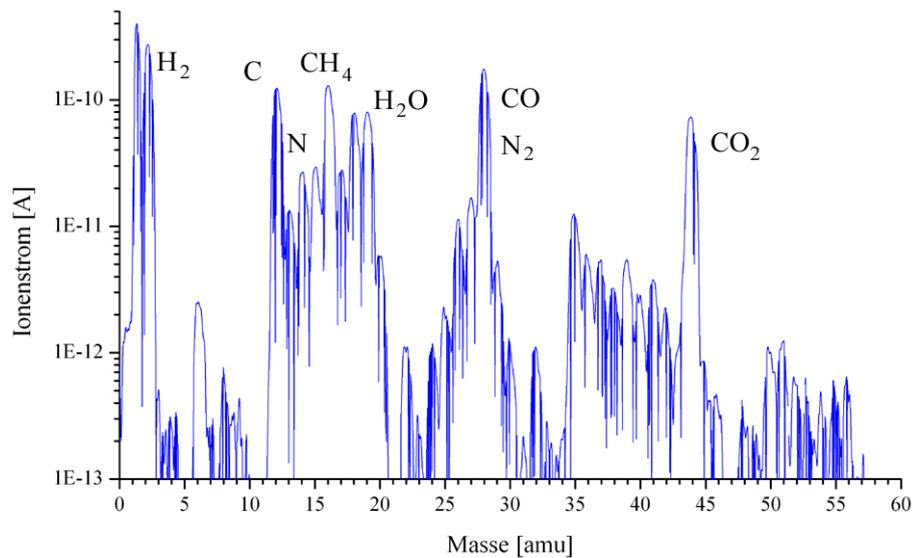


Abbildung 6.2: Restgasspektrum in der Präparationskammer bei einem Totaldruck von 8×10^{-10} mbar

Im Gegensatz dazu zeigt die Abbildung 6.2 ein Restgasspektrum während der Ausheizphase der Präparationskammer bei einem Totaldruck von 8×10^{-10} mbar. Das Spektrum wurde im Verlauf der Endphase des Ausheizzyklusses aufgenommen, als die Vakuumkammertemperatur bereits auf 120°C abgesunken war. Diese Temperatur entspricht der maximal zulässigen Betriebstemperatur des Massenspektrometers. Nach Entgasen des Massenspektrometer-Filaments war das Spektrometer betriebsbereit. Das Spektrum der Abbildung 6.2 wurde aufgenommen, während die beiden Tantalöfen bei 120°C Vakuumkammertemperatur zwei Minuten lang bei einer Temperatur von 1400°C ausgeheizt wurden. Daher zeigt das Restgasspektrum neben den in Abbildung 6.1 bereits genannten Restgaskomponenten eine große Bandbreite an zusätzlichen Atommassen mit zum Teil sehr hohen Ionen-Intensitäten. Eine detaillierte Zuordnung der bei den sehr hohen Ofentemperaturen abdampfenden vielfältigen Molekülbruchstücke, u.a. diverser Hydride, Oxide und Nitride, ist hier nicht mehr möglich. In Abbildung 6.3 ist schließlich ein Massenspektrum nach dem Ausheizen der Präparationskammer bei einem Totaldruck von 4×10^{-12} mbar dargestellt. Die Hauptrestgaskomponente bei solch niedrigen Drücken ist Wasserstoff. Der, im Vergleich zu den im Spektrum sichtba-

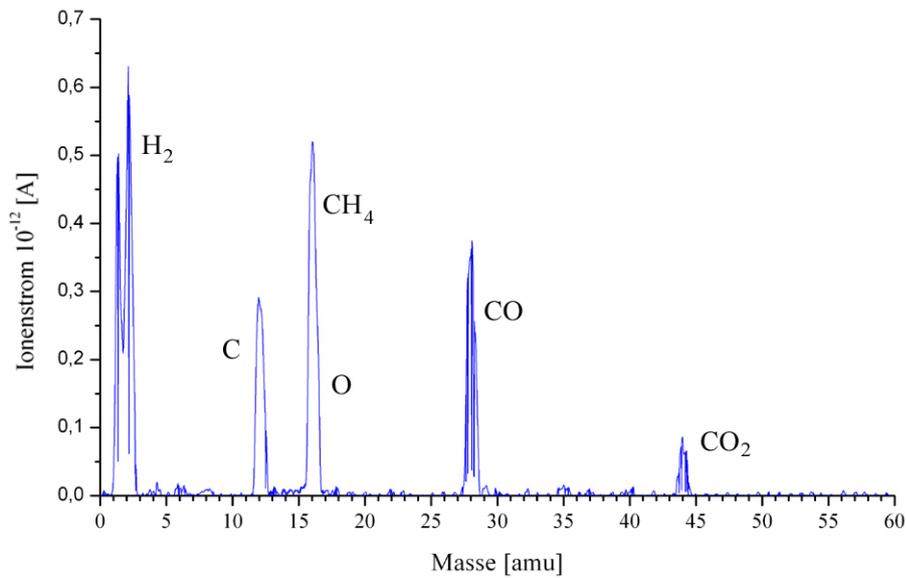


Abbildung 6.3: Restgasspektrum in der Präparationskammer bei einem Totaldruck von 4×10^{-12} mbar

ren anderen Restgaskomponenten, kleine Wasserstoff-Peak ist dadurch zu erklären, dass die große Menge Volumengettermaterial Wasserstoff effektiver pumpt als andere reaktive Restgaskomponenten (vgl. Abb. 3.2, Seite 21). Außerdem findet sich im Restgasspektrum Methan, wie es beim Betrieb von Ionengetterpumpen immer beobachtet wird. Im XHV-Bereich gibt es i.a. sehr geringe Partialdrücke von Kohlenmonoxid und Kohlendioxid. Die hohe Konzentration dieser Partialdrücke im Spektrum und damit u.a. auch der Dissoziationsprodukte Kohlenstoff und Sauerstoff erklärt sich aus der Tatsache, dass das PRISMA-Spektrometer bei einer typischen Abgasrate von 10^{-8} mbar l/s cm² in diesem Druckmessbereich keine verlässlichen Daten mehr liefern kann. Die letztgenannten Ionensorten werden auch nach zweistündigem Entgasen der Filamente am Messkopf des Massenspektrometers selbst erzeugt und nach Massenselektion im Channeltron nachgewiesen. Um Partialdrücke im XHV verlässlich nachweisen zu können, müsste ein Massenspektrometer mit 100-fach geringerer Abgasrate eingesetzt werden, was eine enorm hohe finanzielle Investition bedeuten würde.

6.2 Photokathodenaktivierung

Bevor die Photokathoden zum Erreichen der negativen Elektronenaffinität mit Cäsium und Sauerstoff beschichtet werden können, müssen sie in der Präparationskammer ausgeheizt werden, um eine atomar saubere Oberfläche zu erhalten. Die Überwachung dieses letzten, thermischen Endreinigungsprozesses im Vorfeld der Kathodenaktivierung stellt hohe Anforderungen an die exakte Temperaturkontrolle (vgl. Kap. 3.2.2). Sie gelingt hier durch den Einsatz eines außerhalb der Präparationskammer, hinter einem Vakuumsichtfenster angebrachten Pyrometers (Marathon MA2S, Fa. Raytek). Mit Hilfe einer im Pyrometergehäuse

integrierten Laserfokussiereinrichtung wird das Pyrometer auf das Zentrum der Photokathodenfläche ausgerichtet. Eine spezielle Optik gestattet es dabei, dass die von der erhitzten Photokathode emittierte Infrarotstrahlung aus einem Emissionsfleck von nur 1,5 mm Durchmesser in das Pyrometer gelangt. Im Pyrometer selbst ist ein InGaAs-Kristall eingebaut, der Infrarotstrahlung bei einer Wellenlänge von 1,6 μm detektiert. Der Temperatureinsatzbereich des Pyrometers liegt zwischen 290°C und 1400°C. Die Genauigkeit des erhaltenen Messwertes beträgt $\pm 0,3\%$ des Messwertes zuzüglich 1°C. Da die Wiederholgenauigkeit lediglich $\pm 0,01\%$ vom Messwert zuzüglich 0,1°C beträgt, steht damit ein ausgezeichnetes Instrument für die Temperaturüberwachung zur Verfügung. Jedoch wird zur Angabe des Temperaturabsolutwertes noch die Emissivität der GaAs-Oberfläche benötigt. Dieser Wert wurde experimentell ermittelt. Zu diesem Zweck wurde während des Ausheizprozesses der Präparationskammer eine GaAs-Photokathode vor dem Ta-Ofen positioniert. Die Kontrolle der Ausheiztemperatur der Vakuumkammer von 300°C erfolgte mit Hilfe eines in der Kammer montierten, kalibrierten Thermoelementes vom K-Typ. Der im Pyrometer einzugebende Emissivitätswert wurde daraufhin so lange variiert, bis die Temperaturanzeige des Pyrometers den Wert 300°C ergab. Die so ermittelte Emissivität für die GaAs-Kathode betrug $0,85 \pm 0,02$. Mit der Messwertgenauigkeit des Thermoelementes von $\pm 3^\circ\text{C}$ (bei 300°C) wurde die mit dem Pyrometer erhaltene Absolutgenauigkeit der Temperaturmessung bei 600°C zu $\pm 10^\circ\text{C}$ ermittelt. Bei niedrigeren Temperaturen wird die Absolutgenauigkeit entsprechend besser.

Um den Druck in der Präparationskammer während der gesamten Phase des Ausheizens der Photokathode so gering wie möglich zu halten, wurden sehr flache Temperaturrampen gefahren. Das Ergebnis eines solchen Heizzyklusses ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Unter Abbildung 6.4 a) ist in Abhängigkeit der Ausheizzeit die Photokathodentemperatur aufgetragen, unter Abbildung 6.4 b) der mit der Extraktorröhre IE 514 gemessene Totaldruck sowie die mit einem Thermoelement im Rezipient gemessene Kammertemperatur. Die Messung zeigt, dass der Totaldruck selbst bei langer Haltezeit bei 540°C unterhalb 3×10^{-10} mbar gehalten werden konnte. Dies verdeutlicht die gute Pumpleistung in der Präparationskammer, da der Druck u.a. durch Gas-Desorption von der durch die Wärmestrahlung des Tantalofens bereits erwärmten Kammerinnenwand (69°C) ansteigt.

Für den Aktivierungsprozess werden die gereinigten Photokathoden vor den Cäsium- und Sauerstoff-Dispensern positioniert. Um eine hohe Reinheit des emittierten Cäsiums bzw. des Sauerstoffs zu gewährleisten, wurden die Dispenser im Vorfeld der Aktivierung bei deutlich höheren Temperaturen betrieben als für die Aktivierung tatsächlich erforderlich. Die Cs-Dispenser wurden über 45 Minuten hinweg bei 650°C, anschließend dann noch 15 Minuten lang bei 700°C betrieben. Das am Schlitz der Dispenser angebrachte St101-NEG-Material (Fa. SAES-Getters) wurde dabei zu etwa 70% aktiviert und gewährleistet beim Betrieb der Dispenser, dass desorbierte reaktive Gase und der beim Zersetzen des Cäsiumchromats

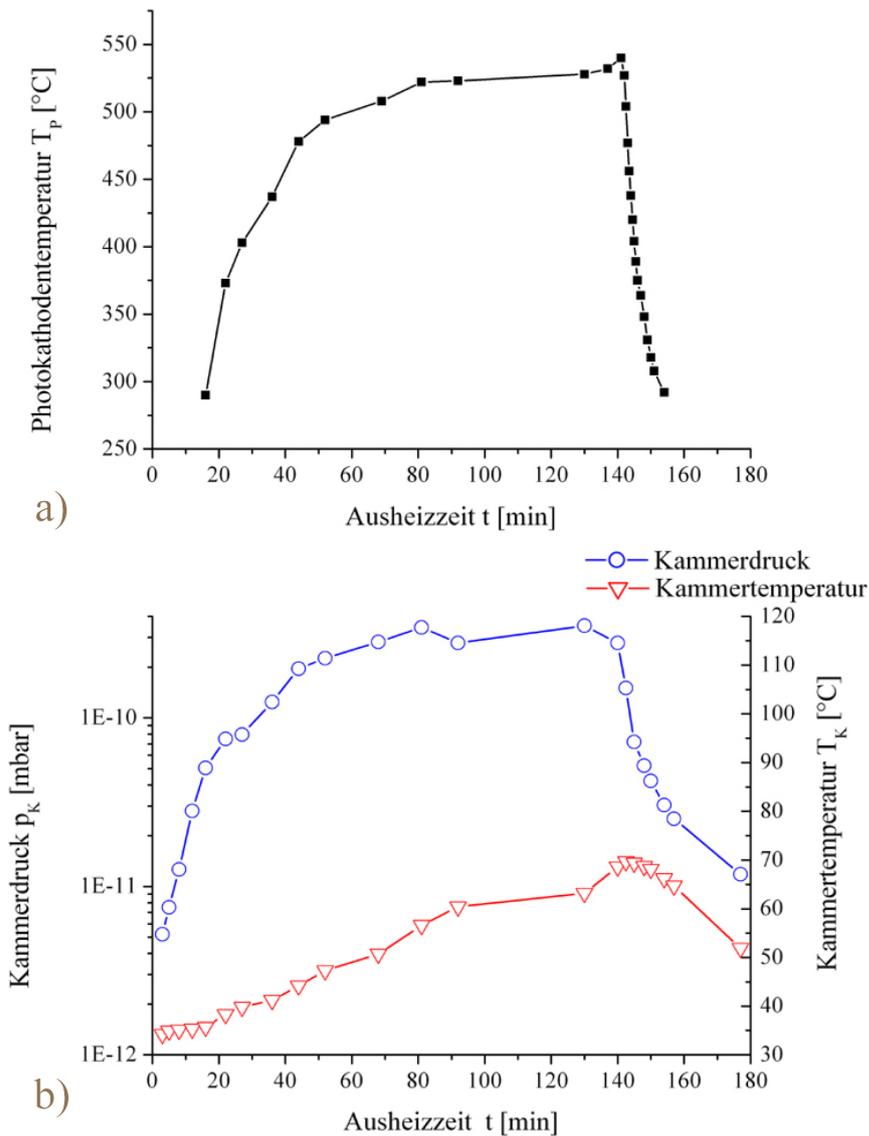


Abbildung 6.4: a) Verlauf der Photokathodentemperatur während des Ausheizens der Photokathode; b) Totaldruck und Kammertemperatur während des Ausheizvorganges

entstehende Sauerstoff effektiv gepumpt werden. Bei der Aktivierung selbst werden zwei Cäsiumdispenser parallel bei einem Strom von jeweils 3,6 A betrieben, wobei diese auf eine Temperatur von 500 °C erhitzt werden.

Zur Kontrolle des Photostromes während der Aktivierung wurden zwei Methoden verwendet. Zum einen wurde das in der Präparationskammer installierte, drehbare Karussell und damit auch die Kathode auf ein negatives Potential von -9 V gelegt und die Kathode mit Photonen aus einem HeNe-Laser (Wellenlänge $\lambda = 632,8$ nm) beleuchtet. Die aus der Kathode emittierten Photoelektronen wurden zur auf Massepotential liegenden Vakuumkammerwand hin beschleunigt. Die Messung des resultierenden Emissionsstromes erfolgte dabei mit einem Picoamperemeter (Modell 6485, Fa. Keithley). Bei der zweiten Methode wurde das Karussell auf Massepotential gelegt und der Photoemissionsstrom zu dem zwischen den Dispensern

und der Photokathode montierten Tantal-Hochstromextraktionsring, der auf ein positives Potential von 9 V gelegt wurde, mit dem Picoamperemeter gemessen. Beide Methoden ergaben vergleichbar gute Aktivierungsergebnisse.

Bei der Aktivierung selbst wurde eine Variante der sog. YoYo-Methode angewendet. Der Sauerstoff-Dispenser wird bei kontinuierlichem Betrieb der Cs-Dispenser dabei periodisch ein- und ausgeschaltet. Bei der Präparation von NEA-Photokathoden werden verschiedene Beschichtungsmethoden eingesetzt. Die Anwendung dieser YoYo-Technik verspricht jedoch die höchsten Quanteneffizienzen.

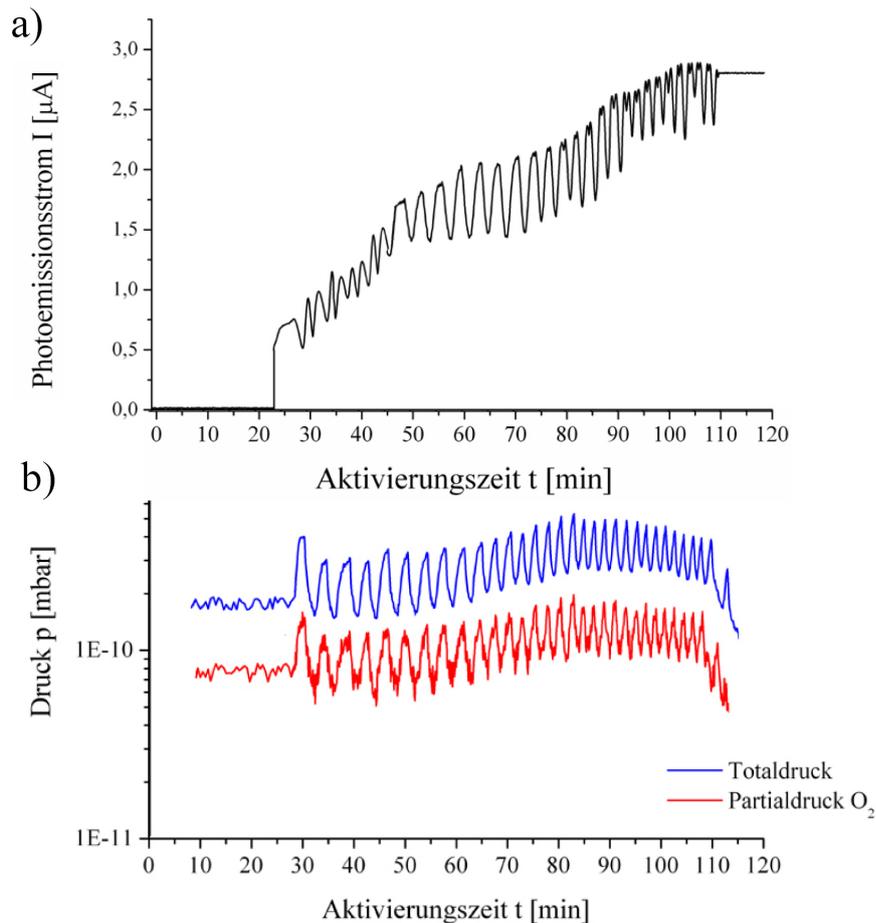


Abbildung 6.5: a) Photoemissionsstrom als Funktion der Aktivierungszeit, b) Gesamtdruck und Sauerstoff-Partialdruck als Funktion der Aktivierungszeit

Die Abbildung 6.5 zeigt ein Diagramm der Aktivierung einer GaAs/AlGaAs-Heterostrukturkathode (vgl. Kapitel 3.2.4). Der während der Aktivierung als Funktion der Aktivierungszeit erhaltene Photoemissionsstrom ist in Abbildung 6.5 a) dargestellt. Mit zunehmender Anzahl der wiederholten, periodischen Cäsium- und Sauerstoffbeschichtung steigt die (Cs,O)-Schichtdicke auf der Kathode an, während die Affinität zu effektiv negativen Werten absinkt. Als Folge steigt daher der Photoemissionsstrom und damit die Quanteneffizienz an. Das Beschichtungsverfahren wird gestoppt, wenn sich der Emissionsstrom nicht mehr erhöht. Bei der in der Abbildung 6.5 dargestellten Aktivierung betrug die Beschichtungszeit

110 Minuten. Die Abbildung 6.5 b) zeigt den gemessenen Gesamtdruck sowie den Sauerstoff-Partialdruck als Funktion der Aktivierungszeit, wie er mit dem Massenspektrometer während der Kathodenaktivierung gemessen wurde. Da der Sauerstoff bei der Aktivierung zyklisch bis zu einem Partialdruck von maximal 2×10^{-10} mbar eingelassen wird, ändert sich folglich der Gesamtdruck ebenfalls zyklisch. Zum Erreichen der maximalen Photoemission ist eine Sauerstoff-Exposition von 0,1-0,2 L erforderlich. Die Exposition ist dabei als Integral des Drucks über der Zeit definiert ($1 \text{ L} = 1 \text{ Langmuir} = 10^{-6} \text{ Torr} \cdot \text{s}$).

Die Quanteneffizienz Y der Photokathode ist definiert als das Verhältnis der emittierten Photoelektronen zu der Anzahl der auf der Photokathode auftreffenden Photonen (vgl. Gl. 2.6, Seite 17). Die Quanteneffizienz der bei 632,8 nm beschichteten Kathode wurde zu $Y = 0,66\%$ bestimmt.

6.3 Lebensdauerermessung

Die Lebensdauerermessung der Heterostruktur-Photokathode wurde nicht in der Präparationskammer bei einem Druck im unteren 10^{-12} mbar-Bereich durchgeführt, sondern in der neu aufgebauten Photoemissionsquelle, in der ein Basisdruck von 7×10^{-12} mbar erreicht wurde, während der Lebensdauerermessung jedoch nur einen Druck von 3×10^{-11} mbar aufwies. Dabei wurde der Photoemissionsstrom auf die erste Wehneltblende abgezogen und mit dem Picoamperemeter der Firma Keithley gemessen. Das Ergebnis der Messung ist in der Abbildung 6.6 dargestellt. Nach Anpassung der Exponentialfunktion ergibt sich als Lebensdauer $(3,22 \pm 0,02)$ Tage. Zur Lebensdauerermessung wurde die gepulste Laserdiode ($\lambda = 650 \text{ nm}$) verwendet, deren Intensität so weit abgeschwächt wurde, dass der anfängliche Photoemissionsstrom 68 nA betrug.

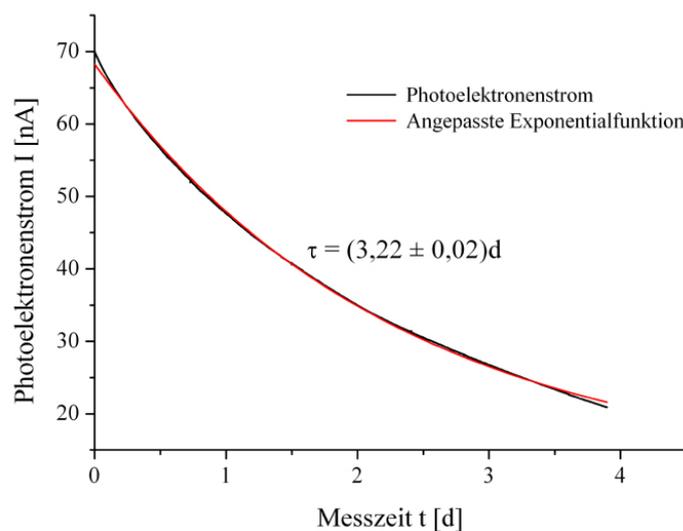


Abbildung 6.6: Photoelektronenstrom als Funktion der Messzeit und angepasste Exponentialfunktion. Die Lebensdauer der Heterostrukturphotokathode ergibt sich zu $3,22 \pm 0,2$ Tage.

Bei dem sehr kurzen Abstand der Wehneltblende von der Photokathode (2 mm) ist die Photokathoden-Lebensdauer messtechnisch bedingt kürzer ausgefallen, als dies im regulären Elektronenstrahl-Emissionsbetrieb der Fall wäre. Dies hat seine Ursache vor allem in der starken elektronenstimulierten Desorption von Gasen und Ionen von der Wehneltoberfläche und der nachfolgenden Ionen-Rückbeschleunigung auf die Kathode.

Neben den bereits erwähnten Änderungen wurde in die Präparationskammer auch ein Hochstromextraktionsring aus Tantal eingebaut. Da unter Extraktion hoher Photoelektronenströme die Lebensdauer der Kathoden drastisch absinkt, ist die Lebensdauer nicht mehr nur vom Druck und der Zusammensetzung des Restgases bestimmt, sondern wird i.a. von elektronenstimulierter Desorption dominiert. Der Ring aus dünnem Tantaldraht (0,9 mm Durchmesser) kann durch direkten Stromfluss bei Temperaturen bis 1200 °C gereinigt werden. Da die von den Photoelektronen getroffene Drahtfläche sehr klein ist und die Oberfläche sehr sauber gegläht werden kann, ist die Anzahl der desorbierten Ionen verschwindend gering. Es werden daher nur wenige Ionen auf die Photokathode zurückbeschleunigt. Der Ring wurde bei der Aktivierung der Photokathoden unter Extraktion sehr kleiner Photoelektronenströme bis einige 100 nA eingesetzt. Eine Lebensdauerbestimmung bei sehr hohen Strömen konnte indes wegen Zeitmangels am Ende der hier vorliegenden Arbeit leider nicht mehr durchgeführt werden.

7 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Konstruktion, der Aufbau und der Test einer Photoemissionsquelle zur Erzeugung eines kurz-gepulsten, kalten Elektronenstrahls geringer Emittanz. Diese Photoemissionsquelle soll die in einem Reaktionsmikroskop derzeit eingesetzte herkömmliche Elektronenquelle mit Haarnadelkathode ersetzen und dadurch anstehende schwelennahe Elektronenstoßexperimente zur Dynamik der Ionisation und Anregung von Atomen und Molekülen erst ermöglichen. Insbesondere soll der Einsatz dieser neuen Quelle eine bessere Impulsauflösung sowie eine deutliche Reduktion in der Datenaufnahmezeit ermöglichen.

Zur Photokathodenpräparation, einer wichtigen Grundvoraussetzung beim Betrieb einer Photoemissionsquelle, stand eine XHV-Apparatur zur Verfügung, die aus vier Einzelvakuumkammern besteht. Die Produktion von GaAs-Photokathoden mit hohen Quanteneffizienzen erfordert das genaue Einhalten einer sehr aufwendigen Prozedur. Ein entscheidender Punkt zur Erzielung hoher Quanteneffizienzen beim Aktivieren der Photokathoden ist die chemische Vorreinigung der Kathoden mit Säuremischungen unter Luftabschluß. Das Einbringen der gereinigten Kathoden in eine Schleusenkammer, der Transfer in die XHV-Präparationskammer, dortige thermische Endreinigung und Aktivierung der Kathoden sind weitere Schritte bei der Präparation der Kathoden. Eine der vier Vakuumkammern, die Elektronenkanonenkammer beherbergt eine Photoemissionsquelle, die bereits im Betrieb ist. Der reine Prototypaufbau dieser Quelle bringt jedoch noch eine Vielzahl von Problemen mit sich, die es mit der Neukonzeption, die im Rahmen dieser Arbeit zu erstellen war, zu beheben galt.

Der Aufbau der Photoemissionsquelle war in technischer Hinsicht eine große Herausforderung. Die Anforderungen waren im einzelnen die Folgenden: Die Quelle muss im extremen Ultrahochvakuum bei typischen Drücken im unteren 10^{-12} mbar-Bereich betrieben werden, um sicherzustellen, dass die Lebensdauer der aktivierten Photokathoden möglichst hoch ist und im Bereich von Wochen oder Monaten liegt. Zwischen der Quelle und dem Reaktionsmikroskop muss eine Druckdifferenz von bis zu 4 Größenordnungen gehalten werden. Die Elektronenoptik zur Strahlführung und -steuerung muss in eingebautem Zustand justiert werden können.

Im Vorfeld des Aufbaus der Vakuumapparatur zur Aufnahme der Photoemissionsquelle wurden parallel zur Konstruktion der Quellenhalterungen und Justageeinheiten umfangreiche Simulationsrechnungen durchgeführt, um die geeignete elektronenoptische Linsenkombination zu finden, die alle geforderten Randbedingungen erfüllt. Nach Abschluss der Simulati-

onsrechnungen, dem Aufbau der Vakuumapparatur und dem Einbau der neuen Photoemissionsquelle wurden erste Tests durchgeführt, um zu prüfen, ob sich alle für die Strahlführung wichtigen Elemente im eingebauten Zustand problemlos justieren lassen. Dieser Funktionstest verlief erfolgreich. Ein Ausheiztest der Apparatur ergab, dass mit der neuen Quelle eine Druckdifferenz von 4 Größenordnungen zum (e,3e)-Reaktionsmikroskop aufrecht erhalten werden kann.

Die ersten Tests zur Elektronenstrahlerzeugung und zum Strahltransport wurden mit einer in die Photoemissionsquelle eingebauten Wolfram-Haarnadelkathode durchgeführt. Bei einer Elektronenstrahlenergie von 500 eV konnte die Funktionstüchtigkeit der Apparatur demonstriert werden. Nach Präparation mehrerer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur-Photokathoden in der Präparationskammer wurde eine der Kathoden in die neue Photoemissionsquelle eingebaut, um dort die Lebensdauer zu vermessen. Unter den bei dieser Messung noch nicht optimalen Vakuumbedingungen ($p = 3 \times 10^{-11}$ mbar) wurde in der Elektronenkanonenkammer die Lebensdauer zu $3,22 \pm 0,02$ Tage gemessen. Die Quanteneffizienz der Kathode war $Y = 0,66\%$ (bei einer Laserwellenlänge von 632,8 nm). Danach wurde die Heterostruktur-Kathode verwendet, um einen Elektronenstrahl zu produzieren. Bei zwei verschiedenen Energien, 200 eV und 80 eV, gelang es, einen Elektronenstrahl zu erzeugen und zur ortsempfindlichen Vermessung in die Detektorkammer zu transportieren. Aus Zeitgründen konnte kein zusätzlicher Retarding-Field-Analyzer in der Detektorkammer installiert werden, der die Vermessung der Energiebreite des Photoelektronenstrahls erlaubt hätte. Die Funktionsfähigkeit der beiden Wehneltblenden zur Erzeugung eines kalten Elektronenstrahls konnte nachgewiesen werden. Für die anstehenden Elektronenstoßexperimente werden Strahlströme von maximal einigen Nanoampere gefordert. Der mit der neuen Quelle erzeugbare Strahlstrom im Bereich mehrerer Mikroampere wird bereits mit einem 1 mW-Lasersystem erreicht und sichert so selbst bei der Lebensdauer der Photokathode von nur drei Tagen wochenlange Meßzyklen zu, bis die Kathode degradiert ist.

Es muss erwähnt werden, dass bereits zu Beginn der hier vorliegenden Arbeit die XHV-Präparationskammer nicht funktionstüchtig war. Häufige erfolglose Ausheizversuche und Instandsetzungsarbeiten waren sehr zeitraubend, eröffneten jedoch die Möglichkeit parallel zu den Arbeiten an der Photoemissionsquelle einige entscheidende Verbesserungen an der Präparationskammer anzubringen. So wurde u.a. eine neuartige AxTRAN-XHV-Messröhre, eine Tantal-Hochstromziehblende zur Extraktion hoher Ströme aus den Photokathoden, eine neue Cäsium-Dispenser-Garnitur sowie die Kammer selbst komplett mit einer neuen Lage von Volumengettermaterial belegt. Nach diesen Verbesserungen gelang es erstmalig nach nur 27-stündiger Ausheizphase in der Präparationskammer einen so tiefen Basisdruck von nur $2,0 \times 10^{-12}$ mbar zu erreichen. Dieses Ergebnis wurde bisher erst nach einer langwierigen, 6 Tage dauernden Ausheizphase bei hohen Temperaturen von 300°C erzielt.

8 Ausblick

Da die ersten Tests die einwandfreie Funktionsfähigkeit der Photoemissionsquelle belegten, werden sehr zeitnah die noch anstehenden Tests zur Bestimmung der Energieschärfe der Elektronenstrahlen sowie die Messung der zeitlichen Pulsbreite des Strahles durchgeführt. Der erreichte Basisdruck in der Photoemissionsquelle von 7×10^{-12} mbar sollte noch verringert werden, um noch höhere Lebensdauern der Photokathoden zu erhalten. Die bei einem Druck von 3×10^{-11} mbar durchgeführte Messung lässt eine Photokathoden-Lebensdauer von mehr als einem Monat erwarten, wenn der Basisdruck den unteren 10^{-12} mbar-Bereich erreicht.

Die noch im Betrieb befindliche Prototyp-Quelle wird durch die neue Photoemissionsquelle ersetzt werden und nach Integration eines weiteren elektronenoptischen Linsenelementsystems kann nach erfolgter Erdmagnetfeldkompensation der Elektronenstrahl über eine Distanz von ca. 70 cm zum Targetort in die Reaktionsmikroskop-Kammer transportiert werden.

Mit der sodann zur Verfügung stehenden Kombination aus Reaktionsmikroskop und Photoemissionsquelle wird eine Vielzahl neuer Stoßexperimente erst ermöglicht, wie z.B. Untersuchungen von Ionisations- und Anregungsprozessen nahe der Ionisationsschwelle von Atomen und Molekülen oder auch Elektronendetachment-Messungen an Molekülen. Bisher waren solche Experimente aufgrund der kleinen Wirkungsquerschnitte einerseits, der teilweise auch erforderlichen niedrigen Elektronenenergie und geringen Energieunschärfe des Elektronenstrahls andererseits nicht denkbar.

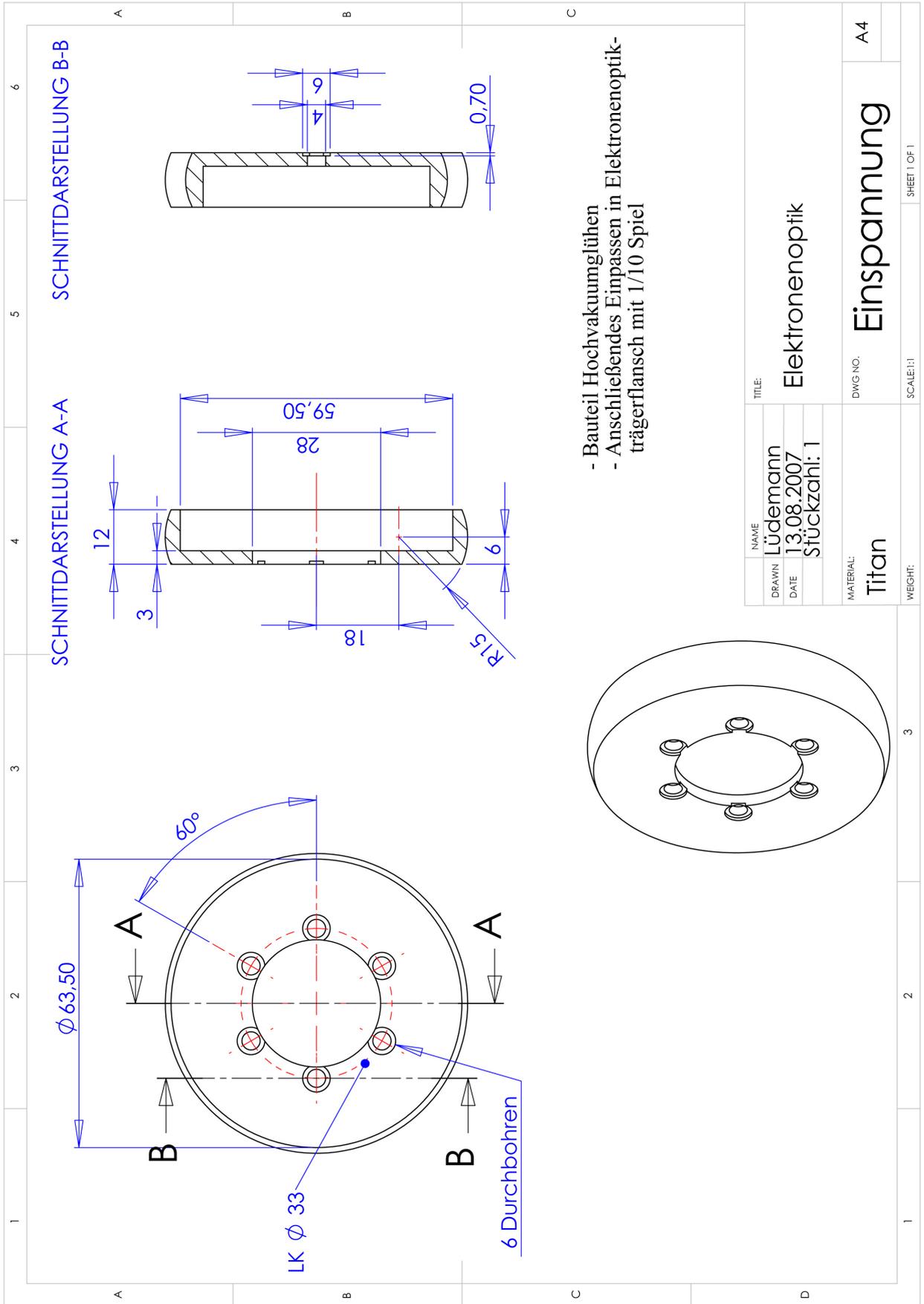
Literaturverzeichnis

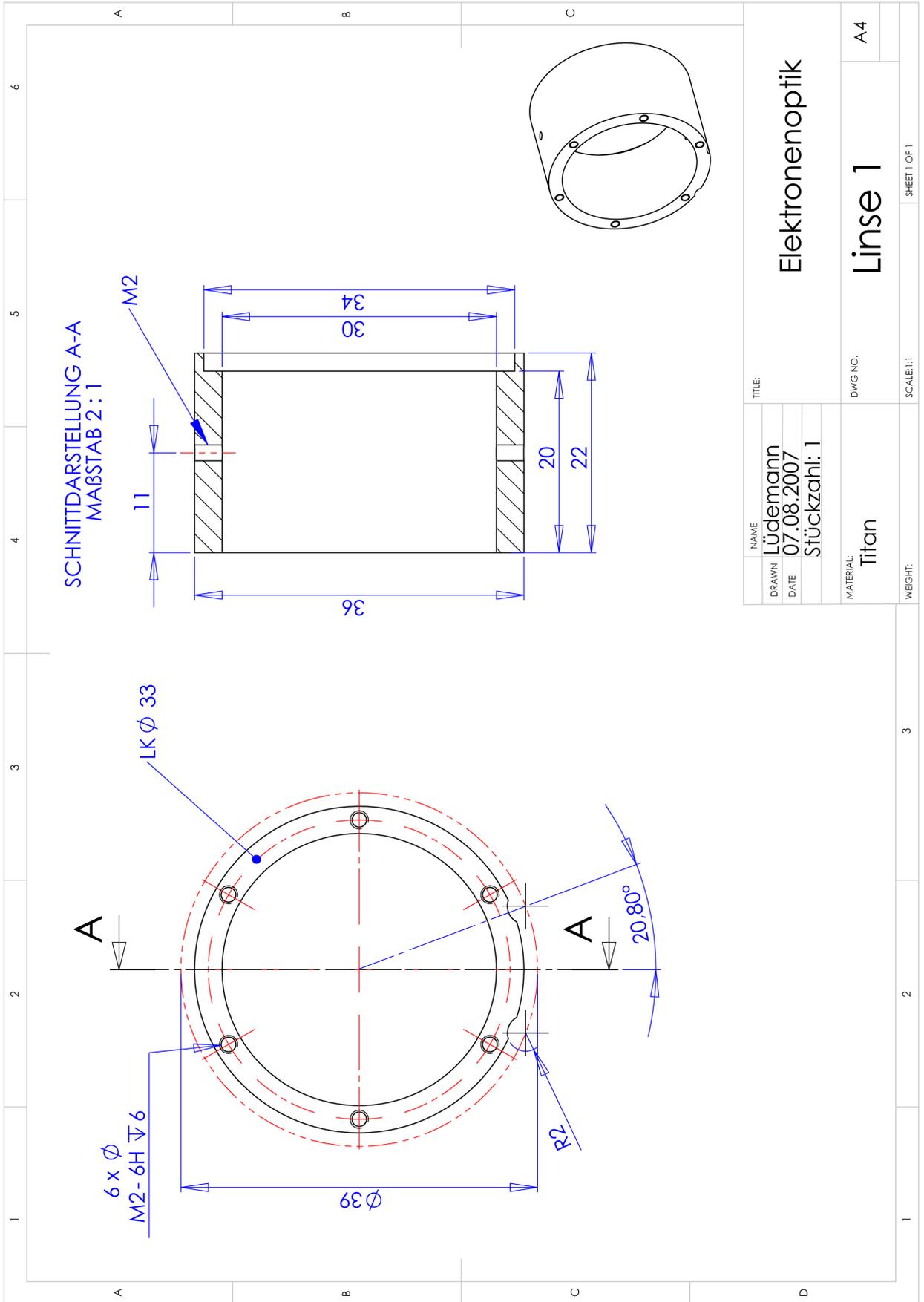
- [1] C. KITTEL: *Einführung in die Festkörperphysik*, Band 5. Oldenbourg, 1980.
- [2] BERGMANN, SCHAEFER: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Festkörper*, Band 6. de GRUYTER, 1992.
- [3] H.SONNEBERG: *Low-work functions surfaces for negative electron affinity photoemitters*. Appl. Phys. Lett., 14:289 – 291, 1969.
- [4] J.J.UEBBING und L.W.JAMES: *Negative affinity 3-5 photocathodes: Their physics and technology*. Appl. Phys. A, 12:115 – 130, 1970.
- [5] D.G.FISHER, R.E.ENSTRÖM, J.S.ESCHER und B.F.WILLIAMS: *Photoelectron surface escape probability of (Ga,In) As : Cs-O in the 0.9 to 1.6 μm range*. J. Appl. Phys., 43:3815 – 3823, 1972.
- [6] M.G.BURT und V.HEINE: *The theory of the workfunction of caesium suboxides and caesium films*. J. Phys. C, 11:961 – 968, 1978.
- [7] D.C.RODWAY, M.B.ALLENSON: *In situ surface study of the activating layer on GaAs(Cs,O) photocathodes*. J. Phys. D: Appl. Phys., 19:1353 – 1371, 1986.
- [8] W.E.SPICER: *Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Studies of Alkali-Antimony Compounds*. Phys. Rev. Lett., 112(1):114 – 122, 1958.
- [9] W.E.SPICER. *Appl. Phys.*, 12:115, 1977.
- [10] C.D.SCHRÖTER, A.RUDENKO, A.DORN R.MOSHAMMER J ULLRICH: *Status of the pulsed photoelectron source for atomic and molecular collision experiments*. Nucl. Instrum. and Meth. A, 536:312 – 318, 2005.
- [11] SAES-GETTERS: *data sheet, St707 non evaporable getters*, 2003.
- [12] S.P.KOWALCZYK, D.L.MILLER, J.R.WALDROP P.G.NEWMAN und R.W.GRANT: *Protection of molecular beam epitaxy grown $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ epilayers during ambient transfer*. J. Vacuum Sci. Technol., 19(2):255 – 256, 1981.
- [13] A.J.SPRINGTHORPE, S.J.INGREY, B.EMMERSTORFER und P.MANDEVILLE: *Measurement of GaAs surface oxide desorption temperatures*. Appl. Phys. Lett., 50:77, 1987.

- [14] C.T.FOXON, J.A.HARVEY und B.A.JOYCE: *The evaporation of GaAs under equilibrium and non-equilibrium conditions using a modulated beam technique*. J.Phys. Chem. Solids, 34:1693–1701, 1973.
- [15] P.HARTMANN, J.BERMUTH, D.V.HARRACH J.HOFFMANN S.KÖBIS E.REICHERT K.AULENBACHER J. SCHULER M.STEIGERWALD: *A diffusion model for picosecond electron bunches from negative electron affinity GaAs photocathodes*. Appl. Phys., 86(4):2245–2249, 1999.
- [16] J.L.WIZA: *Microchannel Plate Detectors*. Nucl. Instr. and Meth., (162):587–601, 1979.
- [17] D.J.MANURA, D.A.DAHL: *SIMION User Manual*. Scientific Instrument Services Inc., Idaho National Laboratory, Version 8.0 Auflage, 2006.
- [18] D.A.ORLOV, M.HOPPE, U.WEIGEL D.SCHWALM A.S.TEREKHOV und A.WOLF: *Energy distributions of electrons emitted from GaAs(Cs,O)*. Appl. Phys. Lett., 78(18):2721–2723, 2001.

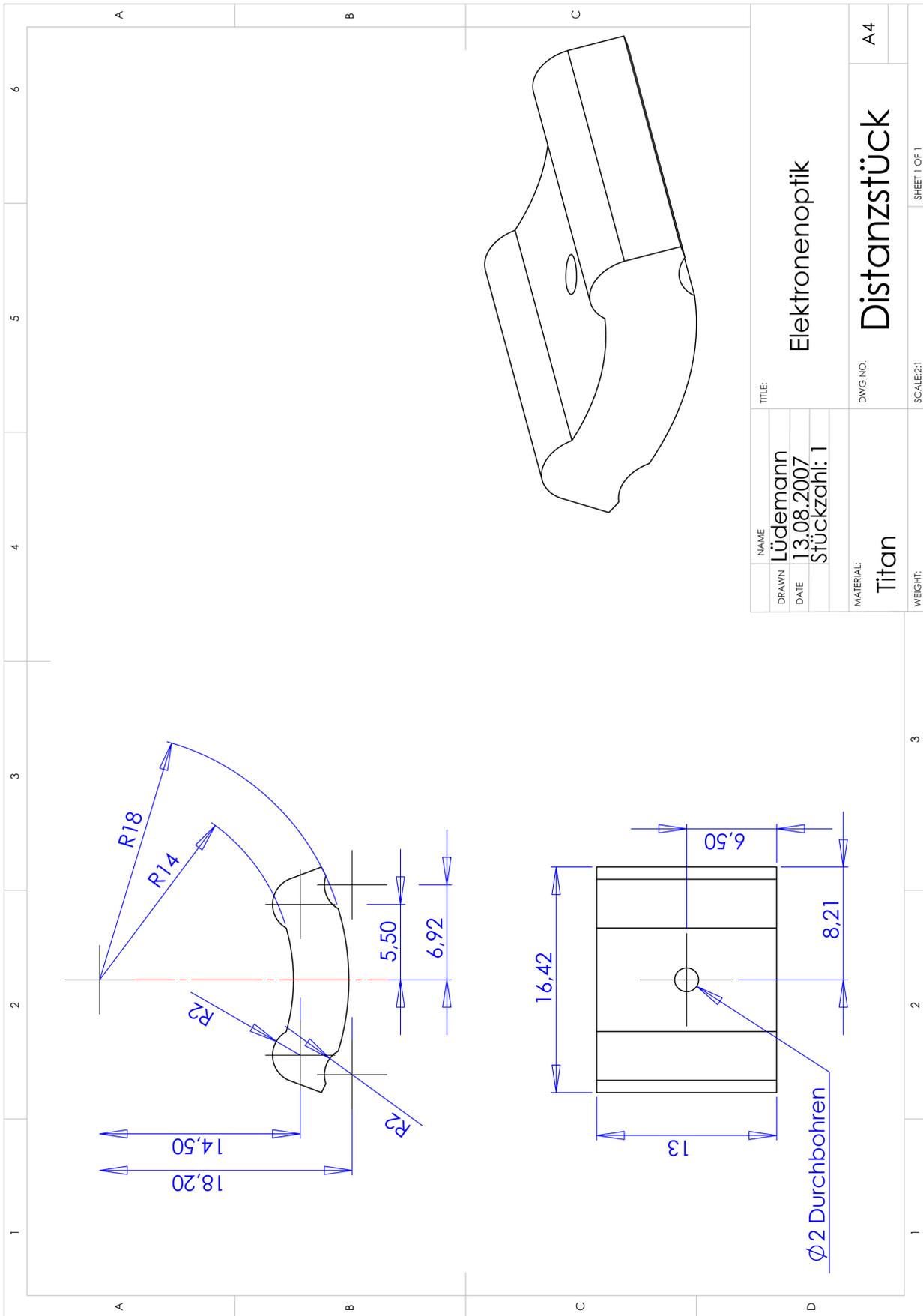
A Konstruktionszeichnungen

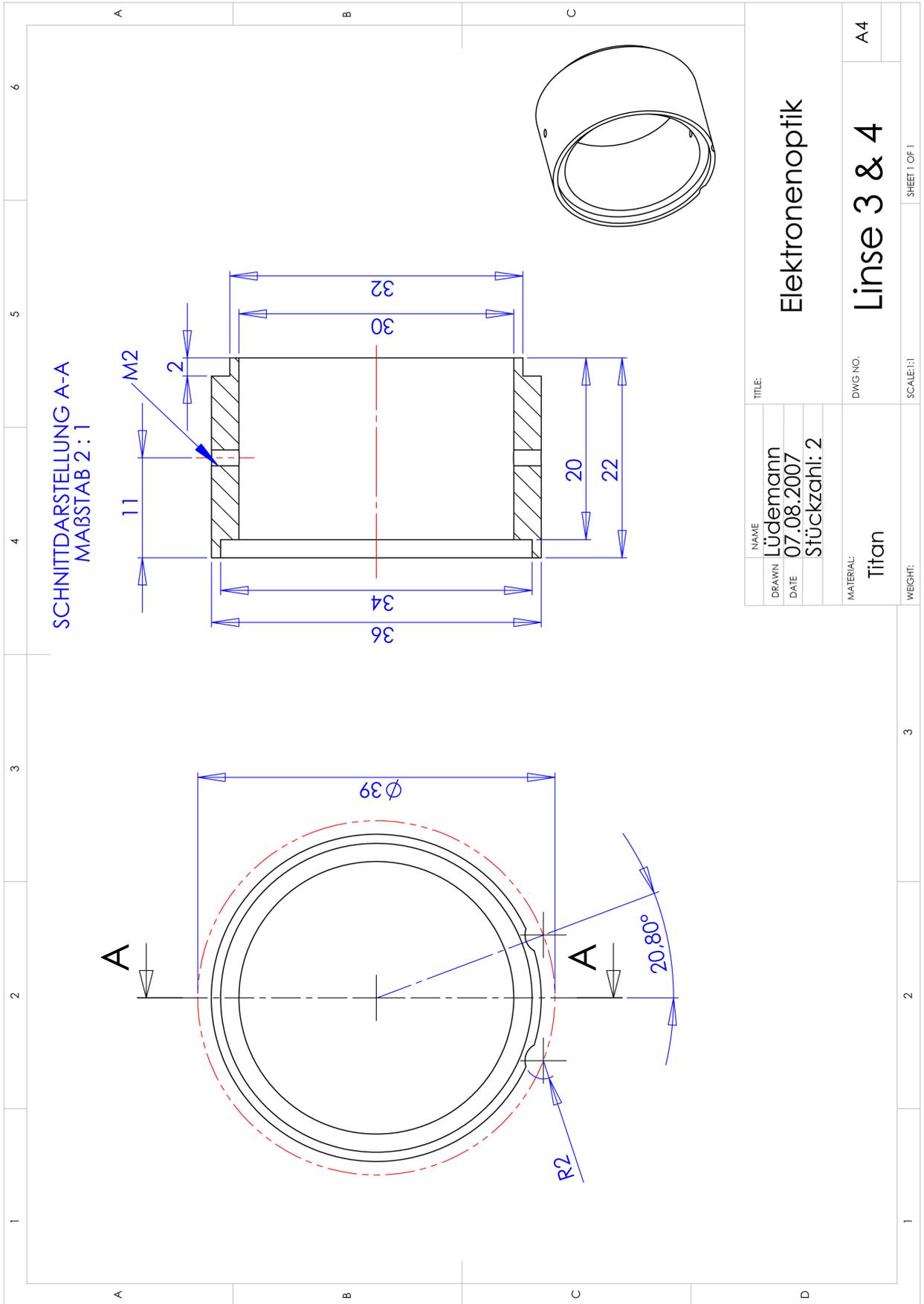
- Linsensystem	1	Zentrierhalterung	Seite 61
	2	Blendenhalter	Seite 62
	3	1 mm Blende	Seite 63
	4	Linse 1	Seite 64
	5	Distanzstück	Seite 65
	6	Linse 3 und 4	Seite 66
	7	Linse 5	Seite 67
	8	Segment	Seite 68
	9	Segment unten	Seite 69
	10	Segmenthalter	Seite 70
	11	Bauteilträger	Seite 71
	12	große Scheibe	Seite 72
	13	Wehneltblende 1	Seite 73
	14	Wehneltblende 2	Seite 74
- Bauteile aus Macor	15	Kathodenhalter Macor	Seite 75
	16	Isolationsring Macor	Seite 76
- Mechanik	17	Kathodenträger oben	Seite 77
	18	Kathodenträger unten	Seite 78
	19	Kathodenhalter oben	Seite 79
	20	Kathodenhalter unten	Seite 80
	21	Stütze	Seite 81
	22	Schlitten	Seite 82
	23	Gewindestab	Seite 83
	24	Stangen	Seite 84
-	25	Elektronenoptikträgerflansch	Seite 85/86
	26	Elektronenkanonenkammer	Seite 88

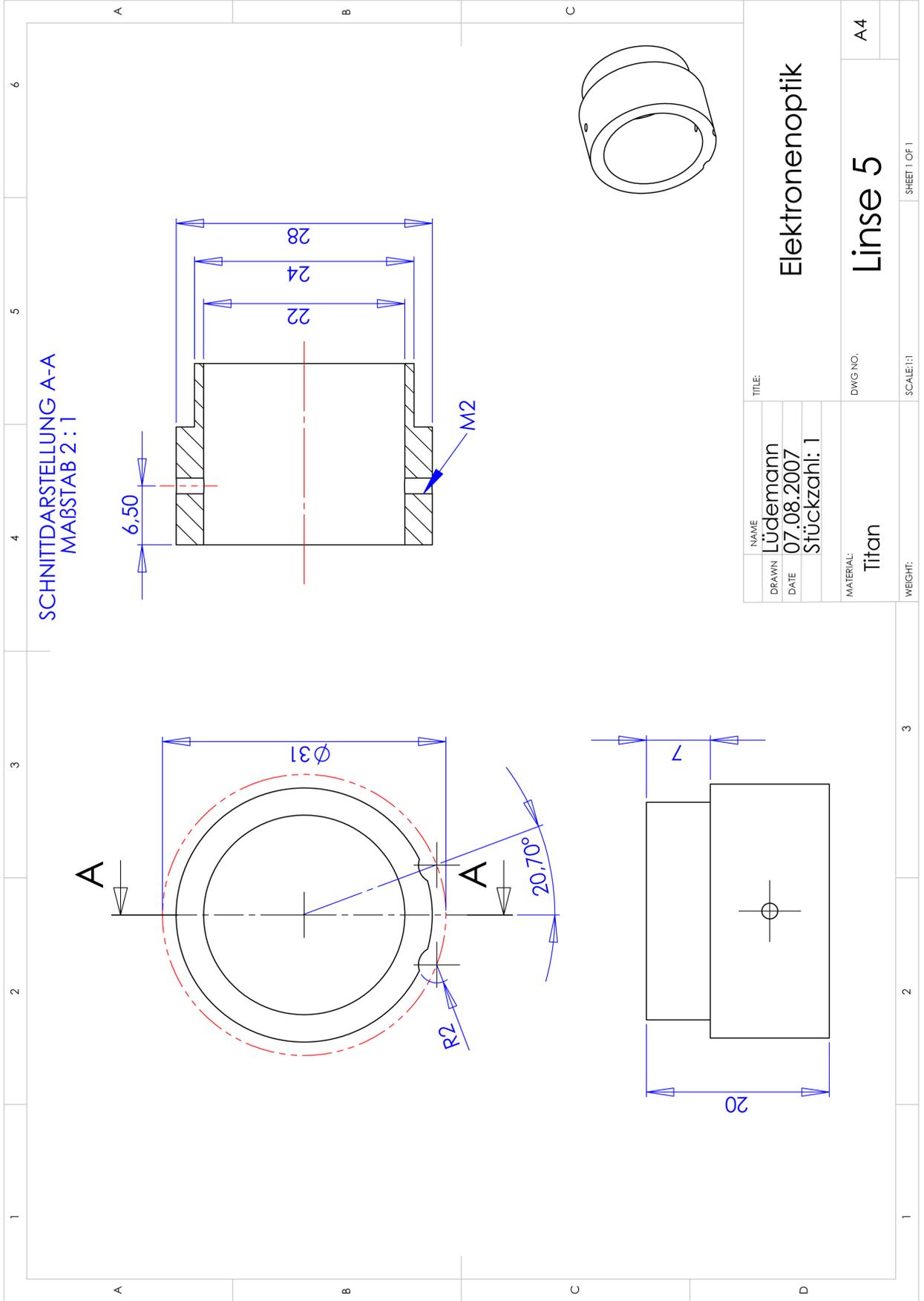


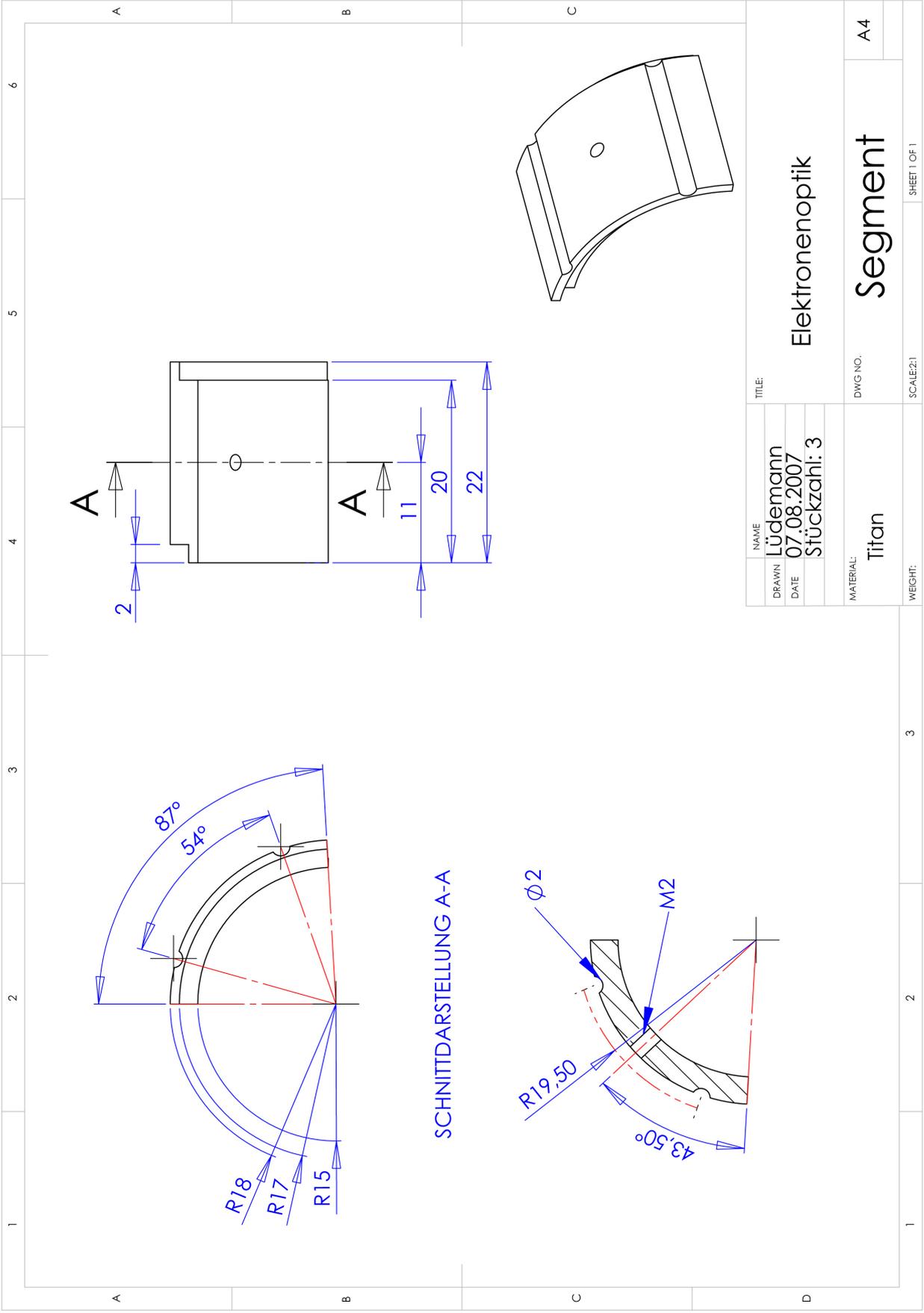


NAME	Lüdemann	TITLE	Elektronenoptik
DRAWN	07.08.2007	DWG NO.	Linse 1
DATE	Stückzahl: 1	SCALE:1:1	A4
MATERIAL:	Titan	WEIGHT:	SHEET 1 OF 1



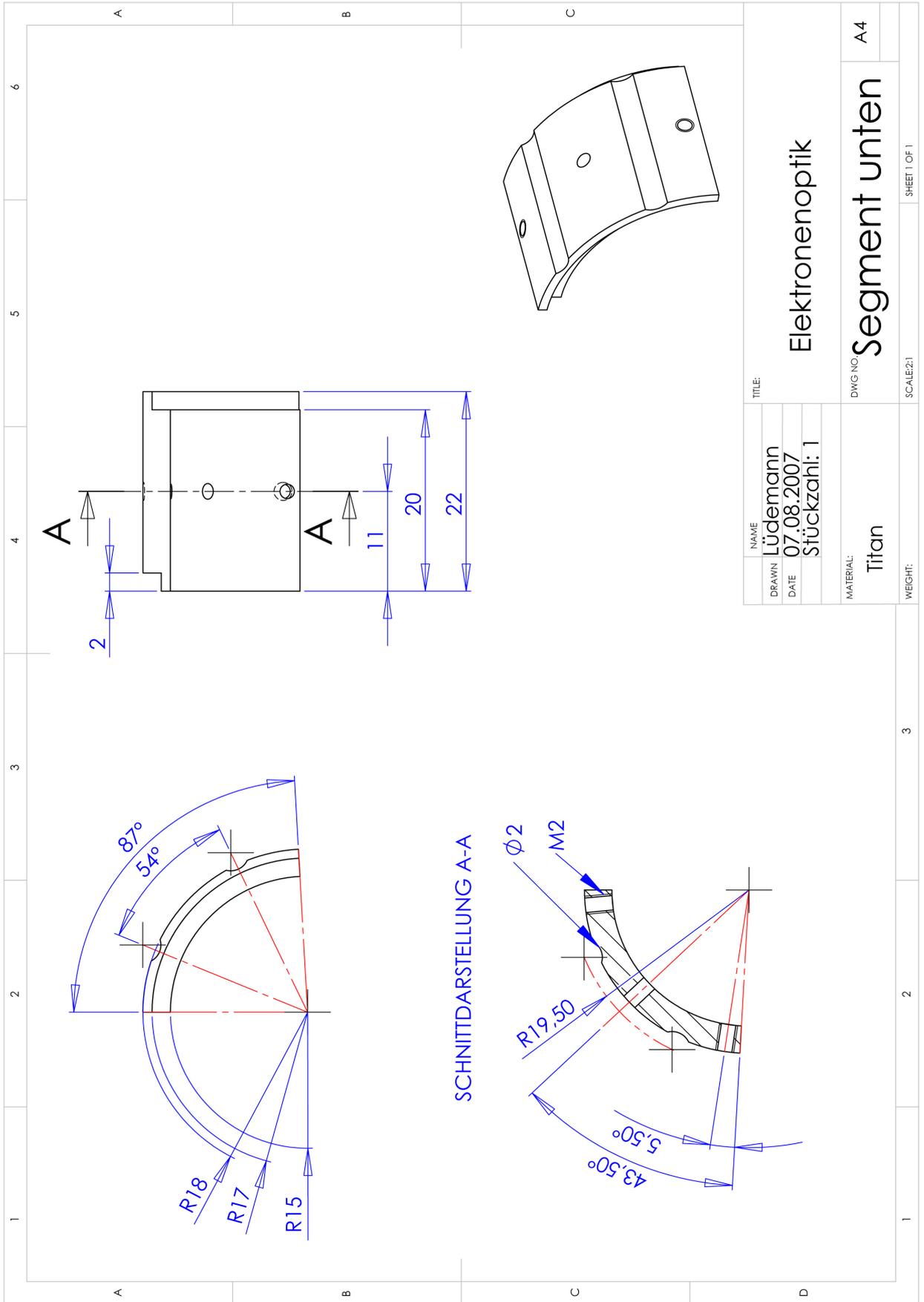


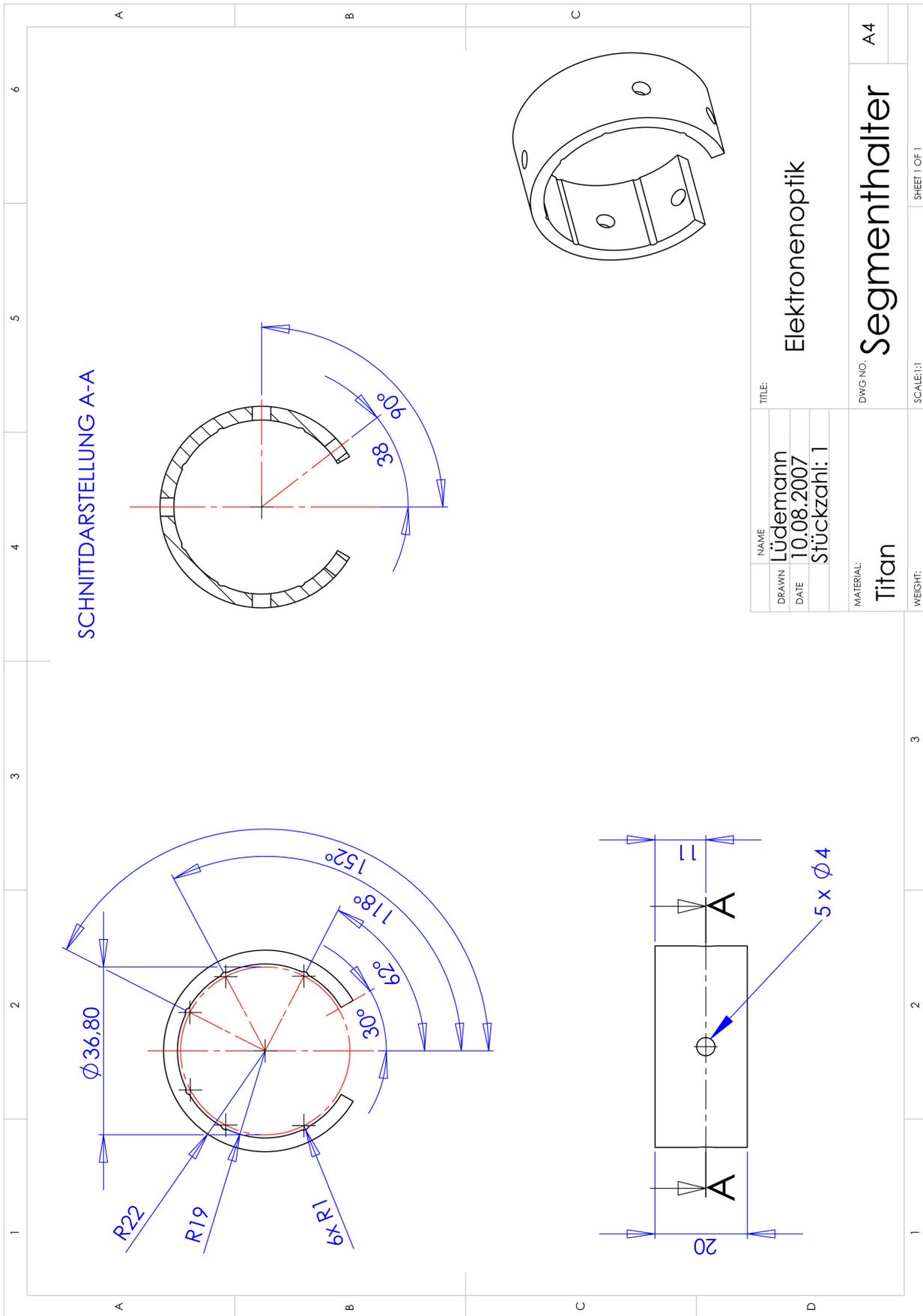




SCHNITTDARSTELLUNG A-A

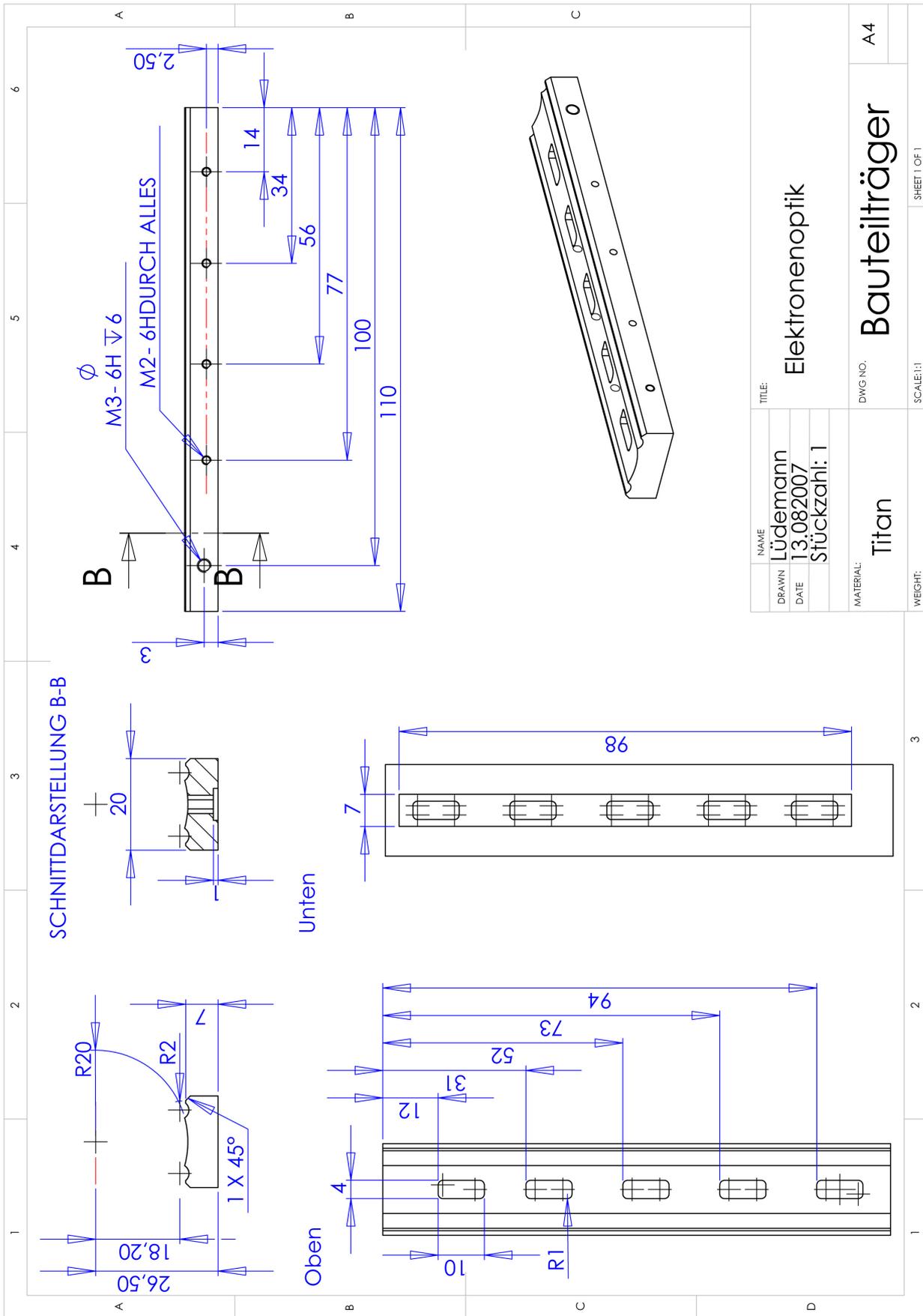
NAME	Lüdemann	TITLE	Elektronenoptik
DRAWN	07.08.2007	DWG NO.	Segment
DATE	Stückzahl: 3	MATERIAL:	Titan
		WEIGHT:	A4
		SCALE:2:1	SHEET 1 OF 1



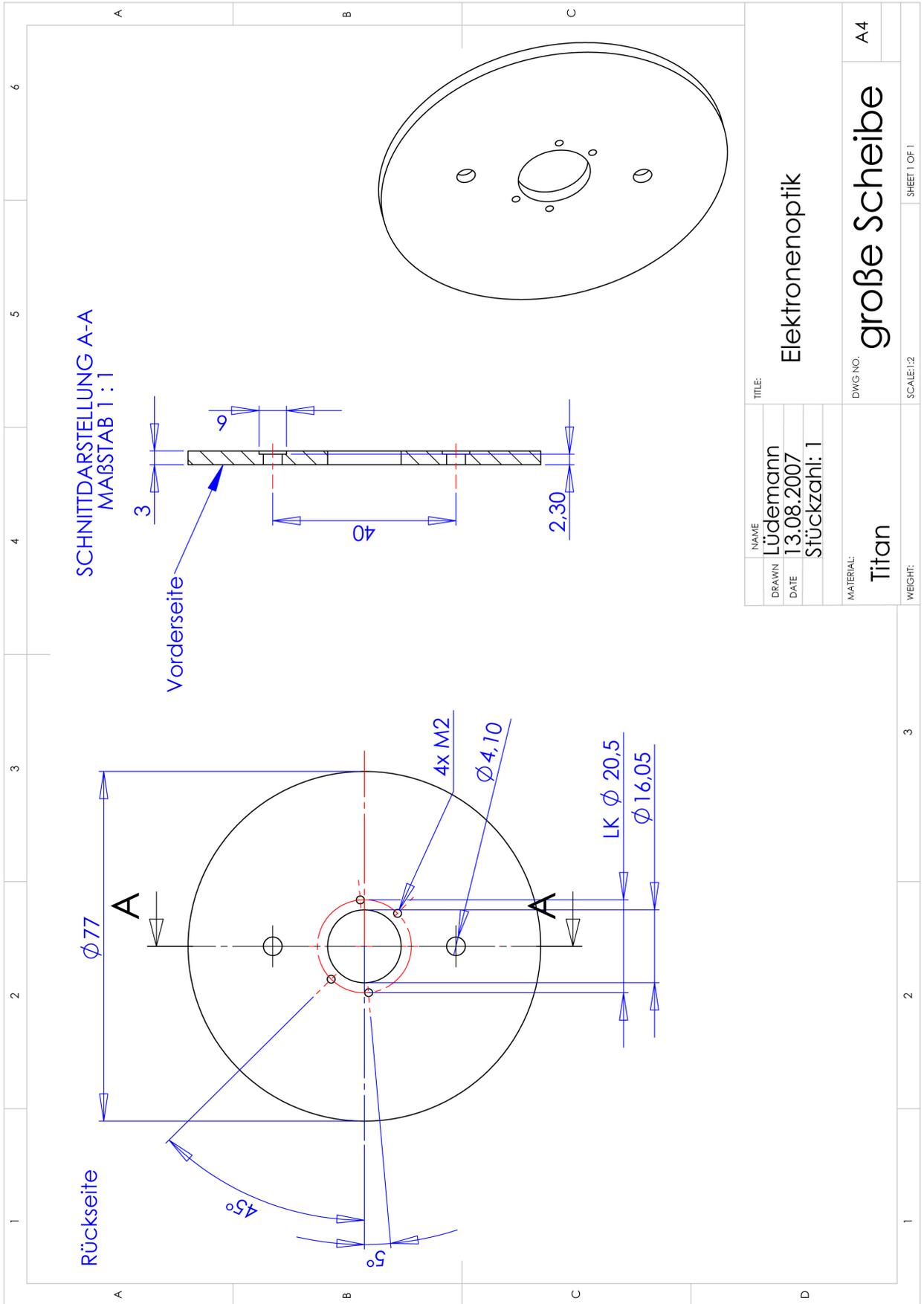


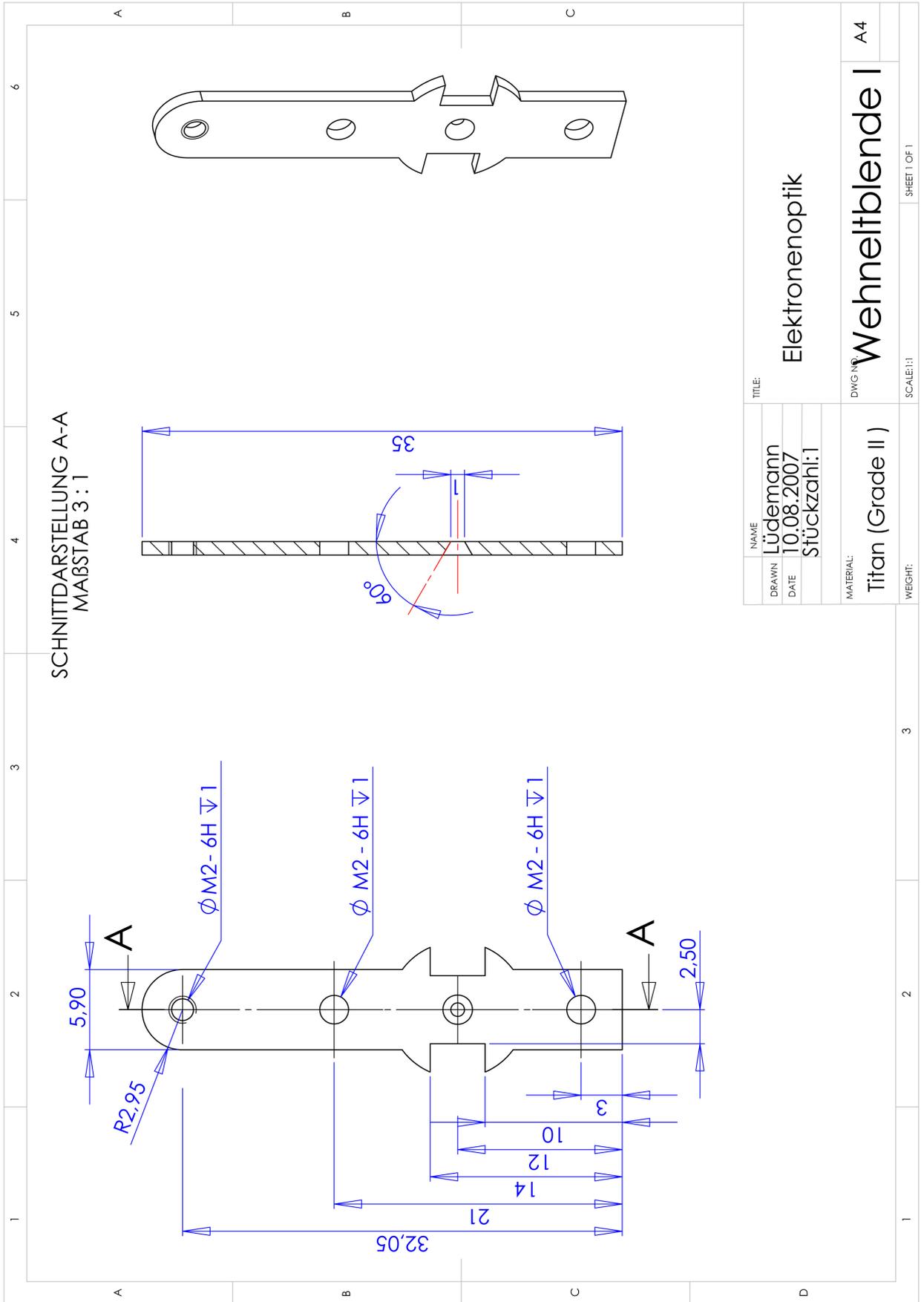
SCHNITTDARSTELLUNG A-A

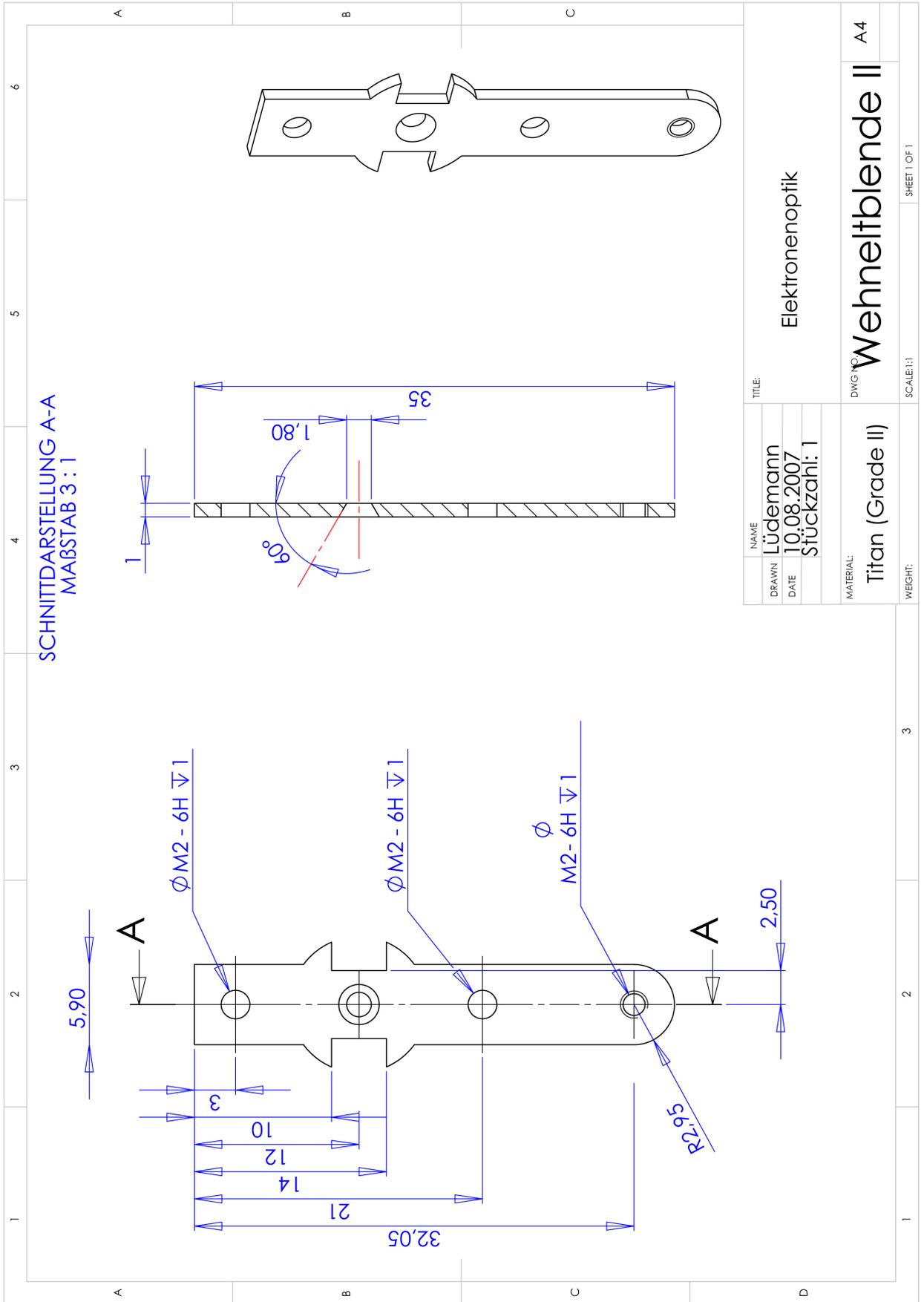
NAME	Lüdemann
DRAWN	10.08.2007
DATE	10.08.2007
STÜCKZAHL	1
TITLE	Elektronenoptik
MATERIAL	Titan
DWG NO.	Segmenthalter
SCALE	1:1
SHEET	1 OF 1

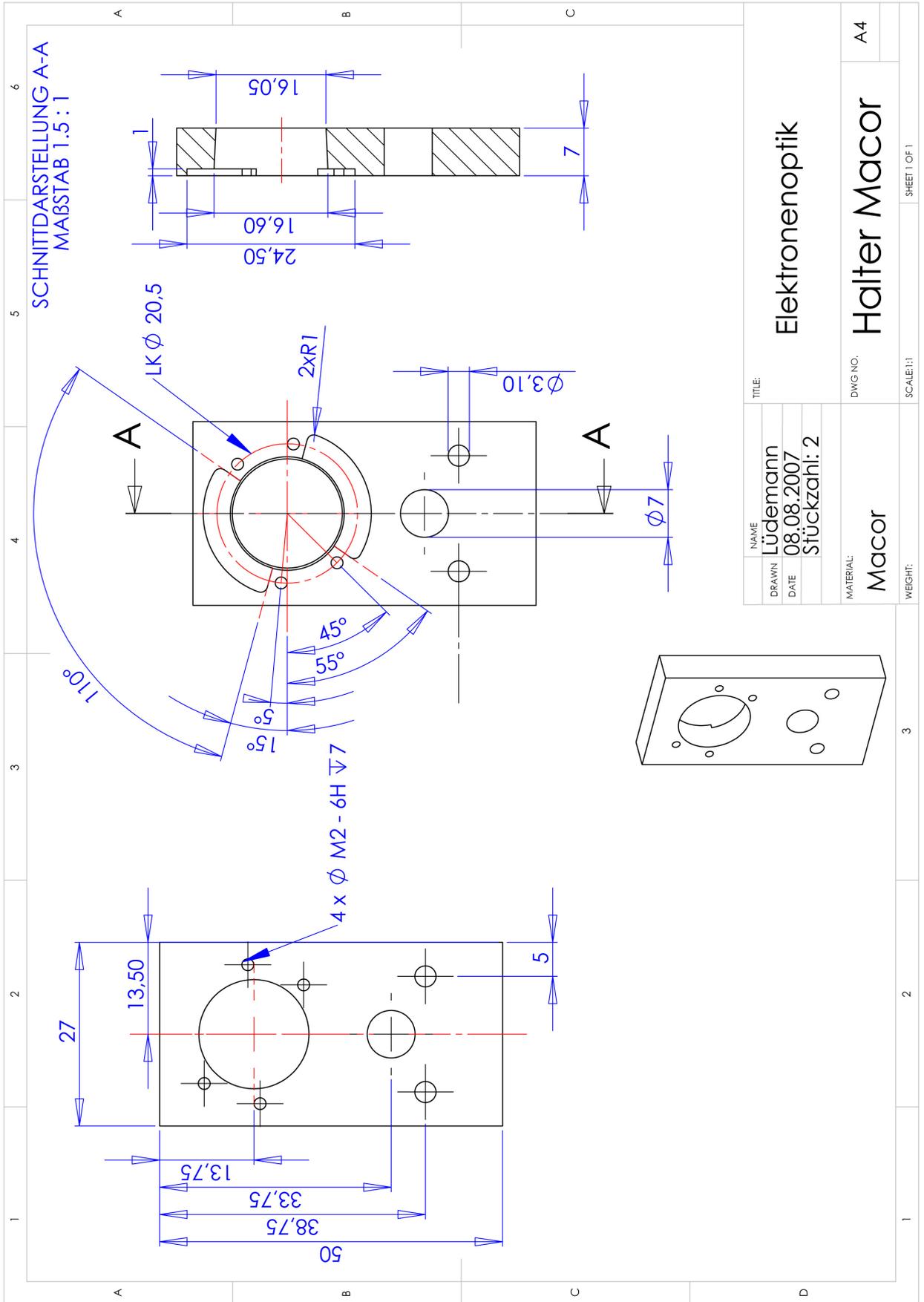


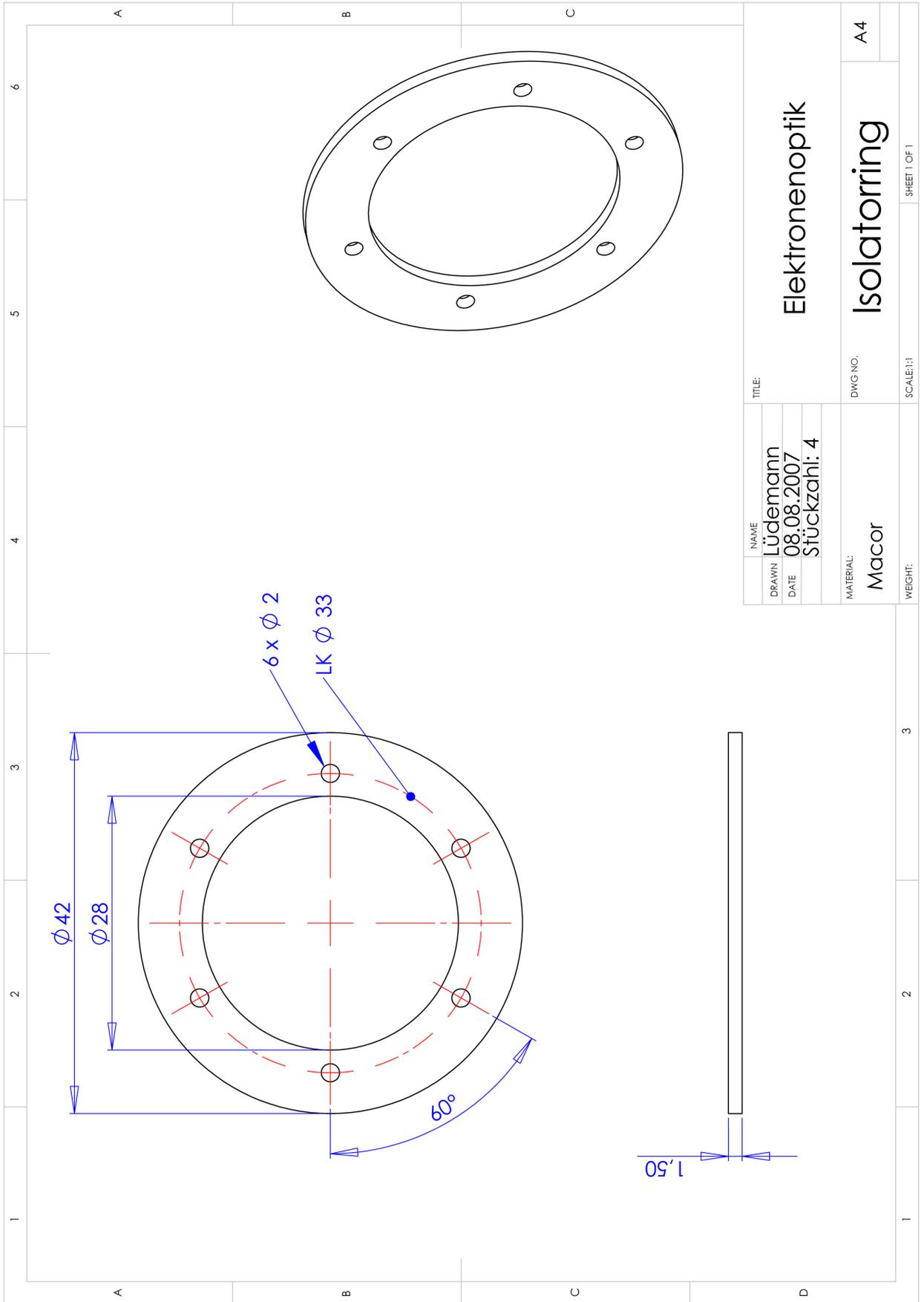
NAME	Lüdemann	TITLE	Elektronenoptik
DRAWN	13.08.2007	DWG NO.	Bauteilträger
DATE	Stückzahl: 1	SCALE: 1:1	A4
MATERIAL:	Titan	WEIGHT:	SHEET 1 OF 1



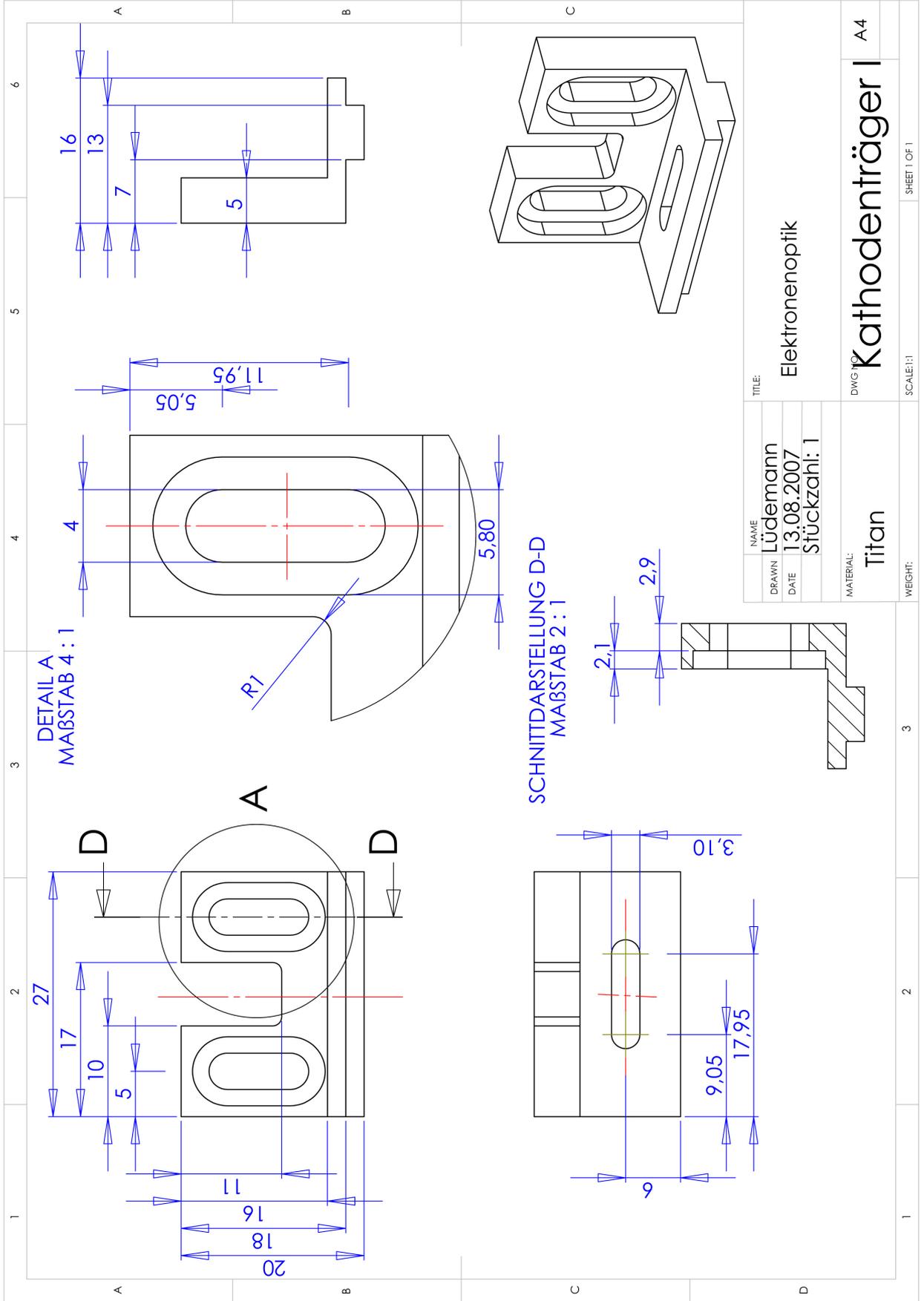


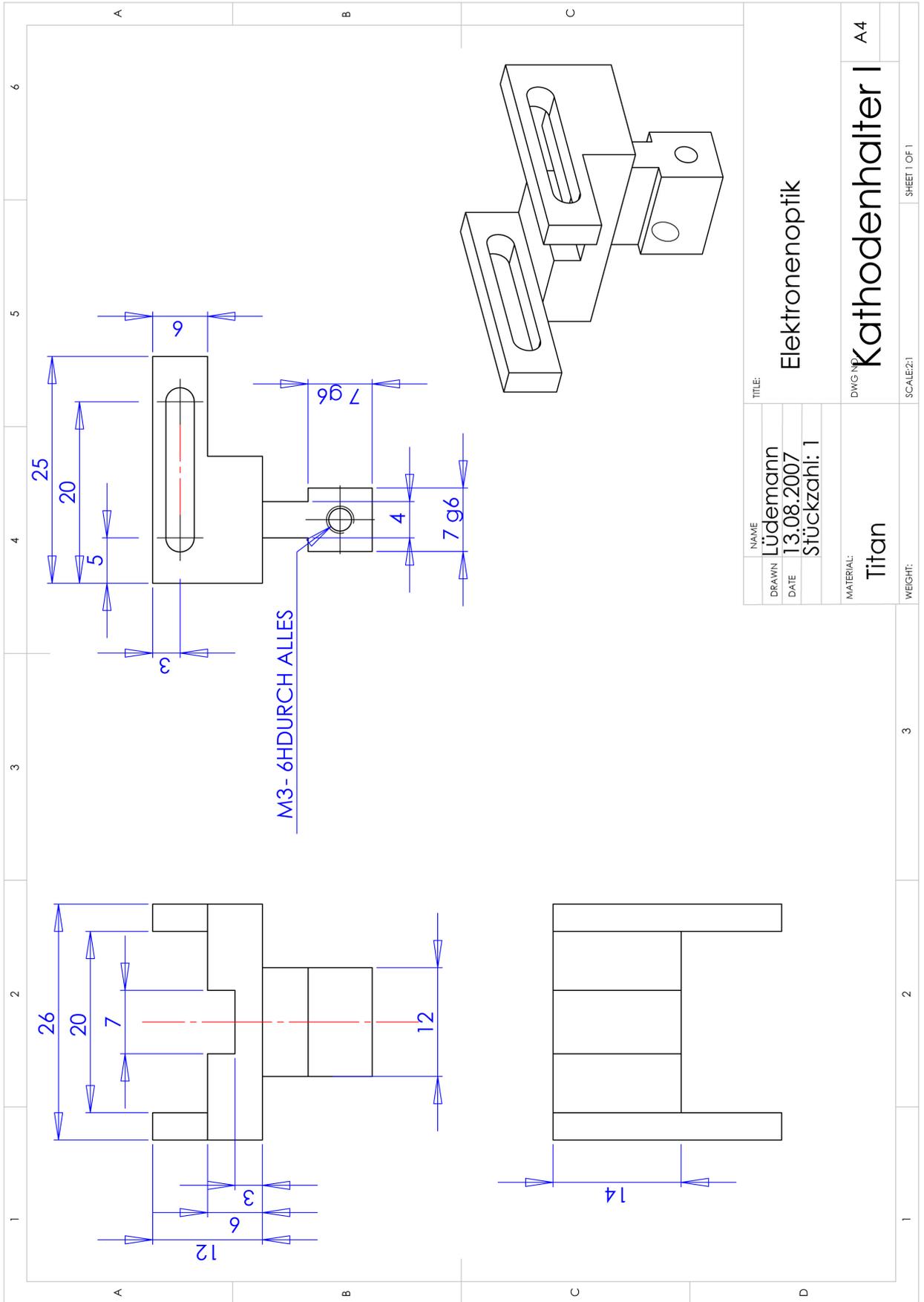




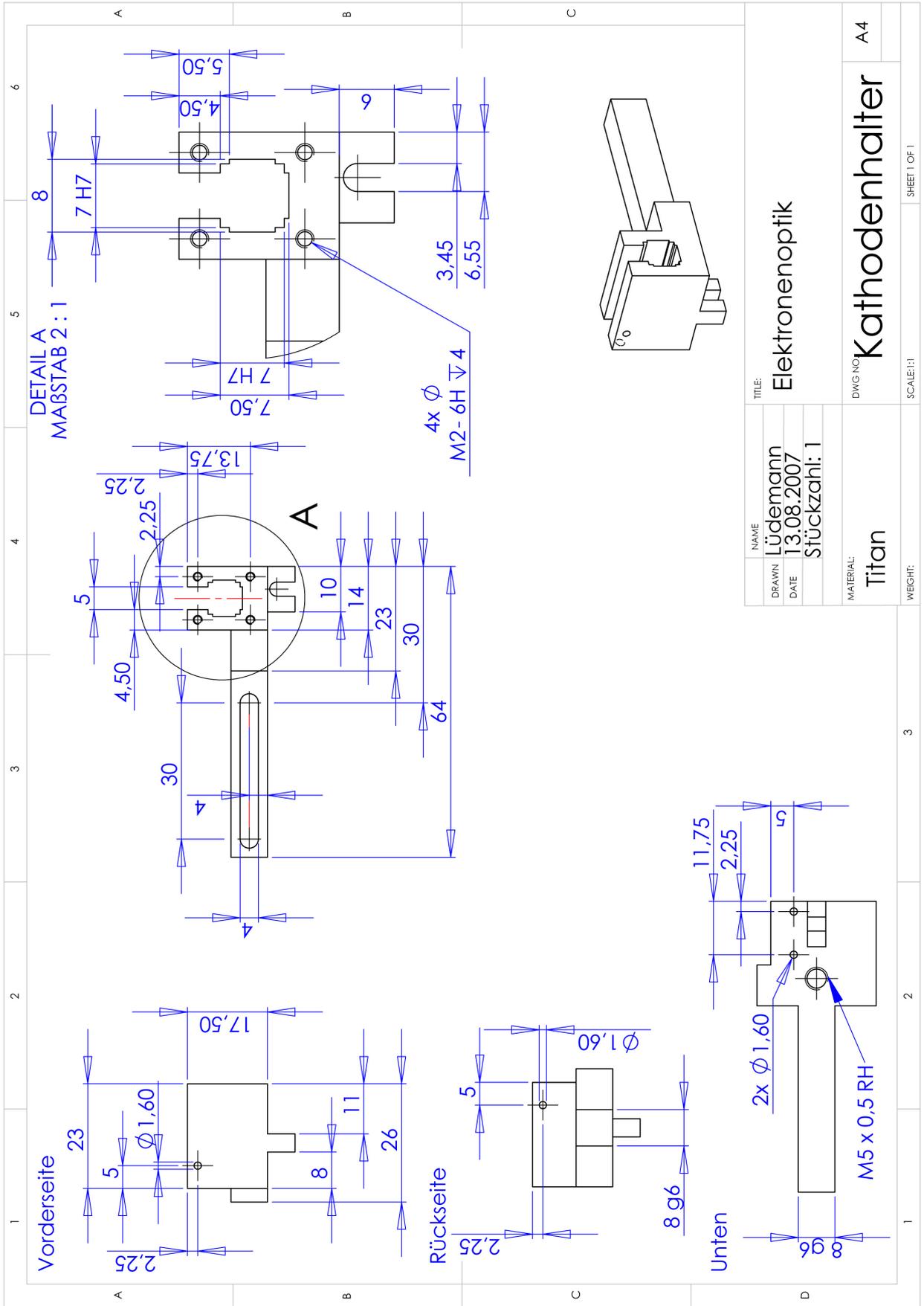


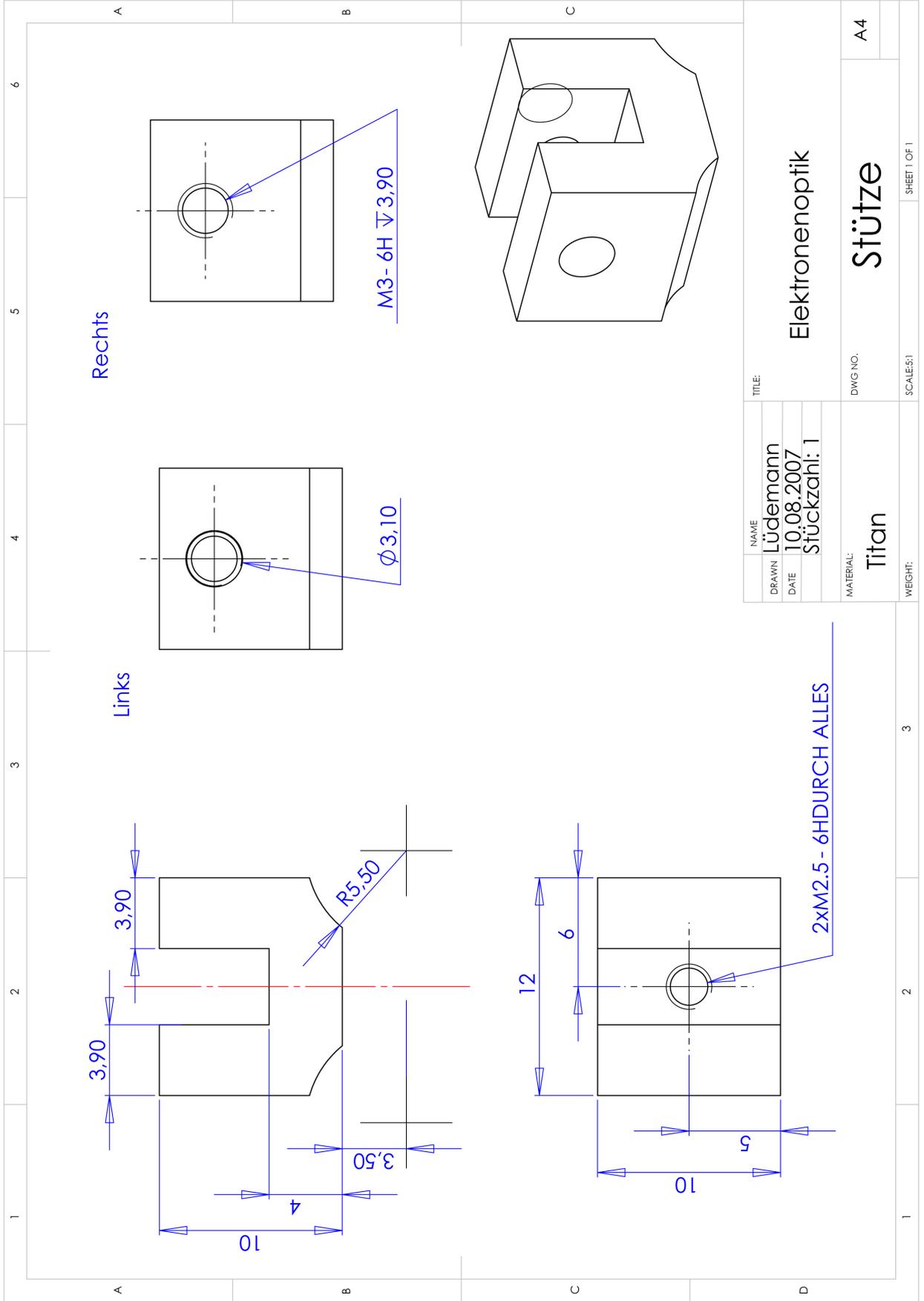
NAME	Lüdemann	TITLE	Elektronenoptik
DRAWN	08.08.2007	DWG NO.	Isolatorring
DATE	Stückzahl: 4	SCALE:1:1	A4
MATERIAL:	Macor	WEIGHT:	
		SHEET 1 OF 1	



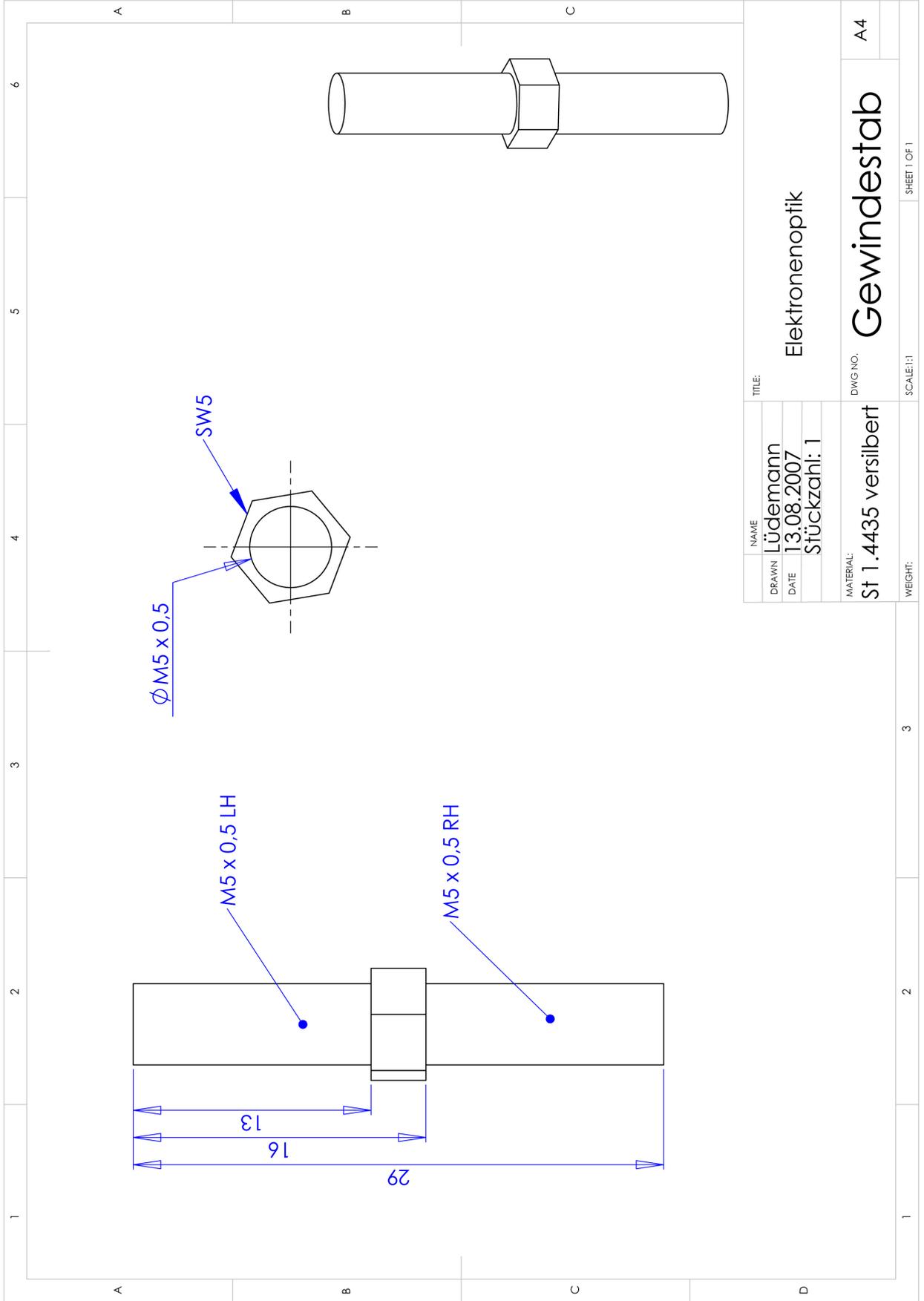


NAME	Lüdemann
DRAWN	13.08.2007
DATE	Stückzahl: 1
TITLE:	Elektronenoptik
DWG NO.	Kathodenhalter I
MATERIAL:	Titan
WEIGHT:	
	A4
	SCALE:2:1
	SHEET 1 OF 1

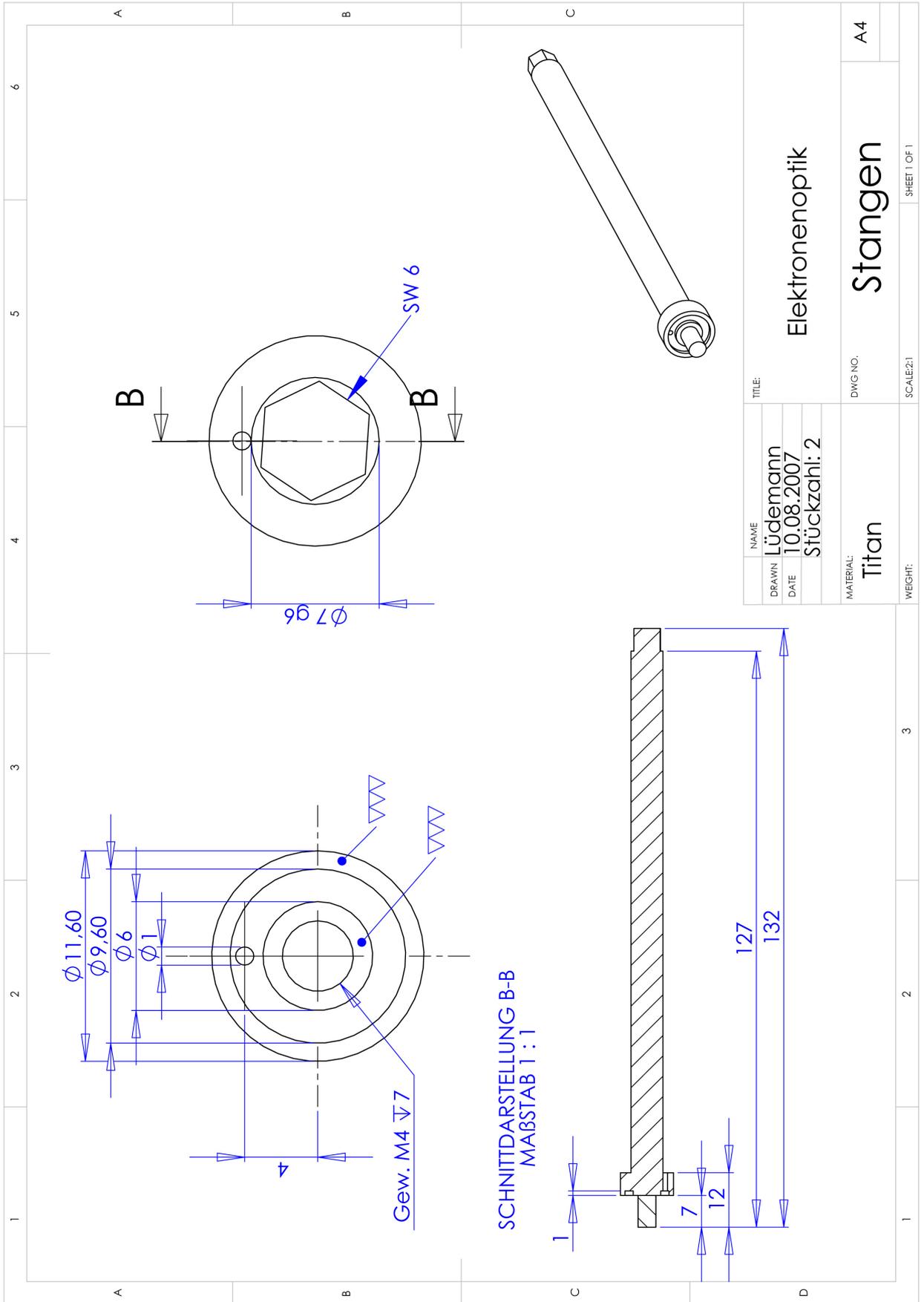


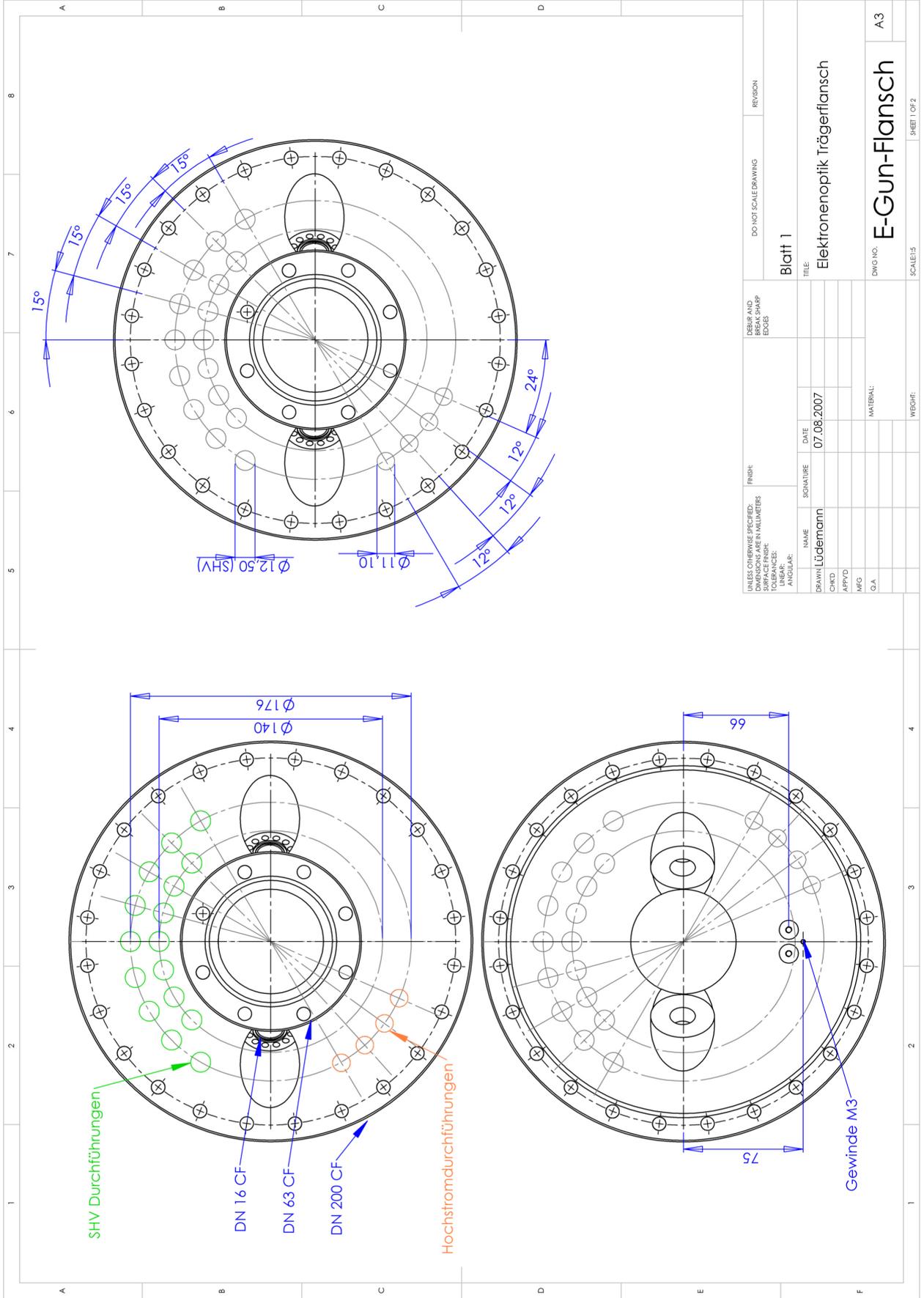


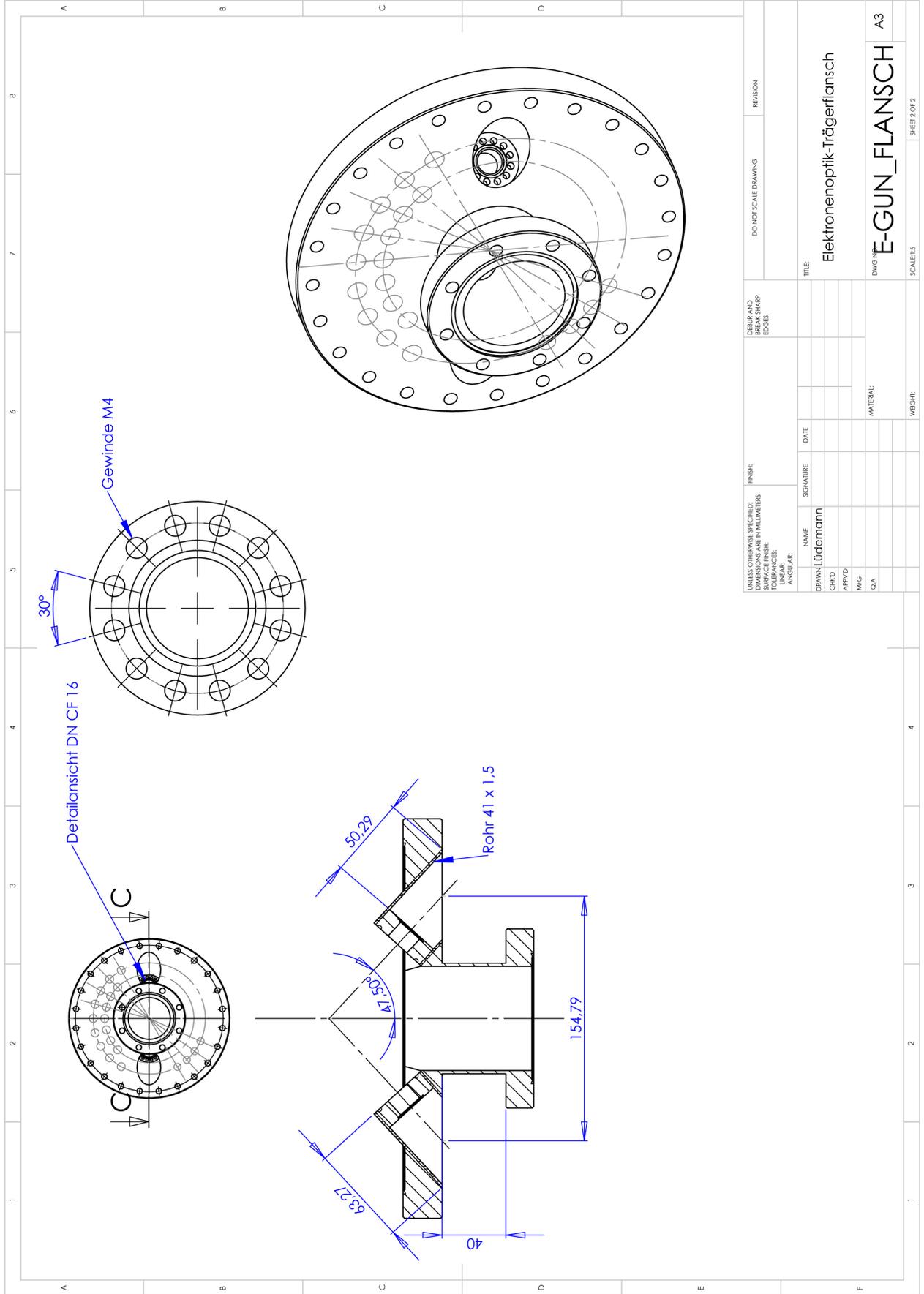
NAME	Lüdemann	TITLE	Elektronenoptik
DRAWN	10.08.2007	DWG NO.	Stütze
DATE	Stückzahl: 1	MATERIAL:	Titan
		WEIGHT:	A4
		SCALE: 1	SHEET 1 OF 1



NAME	Lüdemann	TITLE	Elektronenoptik
DRAWN	13.08.2007	DWG NO.	Gewindestab
DATE	Stückzahl: 1	MATERIAL:	st 1.4435 versilbert
		WEIGHT:	A4
		SCALE:1:1	SHEET 1 OF 1







Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 21.01.2008

Steffen Lüdemann

