

PTB-Dos-44  
Braunschweig, Juni 2003

Rolf Behrens

**Wenig-Kanal-Spektrometer zur Messung  
von Elektronen- und Photonenspektren  
in ultrakurz gepulsten Strahlungsfeldern**

Dissertation

## Die Serien der PTB-Berichte:

Dosimetrie	PTB-Dos
Elektrizität	PTB-E
Elektronische Entwicklung	PTB-EW
Fertigungsmesstechnik	PTB-F
Informationstechnik	PTB-IT
Mechanik und Akustik	PTB-MA
Medizinische Messtechnik	PTB-MM
Neutronenphysik	PTB-N
Optik	PTB-Opt
Physikalische Grundlagen	PTB-PG
Radioaktivität	PTB-Ra
Thermodynamik	PTB-Th
Explosionsschutz	PTB-Ex
Chemische Physik	PTB-CP

## Eingestellte Serien:

Akustik	(bis 1985)	PTB-Ak
Forschungs- und Meßreaktor Braunschweig	(bis 1988)	PTB-FMRB
Institut Berlin	(bis 1985)	PTB-IB
Mechanik	(bis 1985)	PTB-Me
Neutronendosimetrie	(bis 1988)	PTB-ND
Sicherstellung und Endlagerung radioaktiver Abfälle	(bis 1989)	PTB-SE
Wärme	(bis 3/97)	PTB-W
Literaturzusammenstellungen und Veröffentlichungshinweise	(bis 2001)	PTB-L
Akkreditierung, Qualitätsmanagement, Zertifizierung	(bis 2003)	PTB-AQZ
Atomphysik	(bis 2003)	PTB-APh
Internationale Organisation für Gesetzliches Messwesen	(bis 2003)	PTB-OIML
Thermodynamik und Explosionsschutz	(bis 2003)	PTB-ThEx
Technisch-Wissenschaftliche Dienste	(bis 2003)	PTB-TWD

---

**Herausgeber:** Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig und Berlin

Presse und Öffentlichkeitsarbeit  
Telefon: (05 31) 592-93 12

Bundesallee 100  
D-38116 Braunschweig  
Telefon: (05 31) 592-0  
Telefax: (05 31) 592-92 92  
Internet: <http://www.ptb.de/>

## Vertrieb:

Wirtschaftsverlag NW  
Verlag für neue Wissenschaft GmbH  
Bürgermeister-Smidt-Str. 74-76  
D-27568 Bremerhaven  
Telefon: (04 71) 9 45 44-61  
Telefax: (04 71) 9 45 44-88  
Internet: [www.nw-Verlag.de](http://www.nw-Verlag.de)

# Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Dosimetrie

PTB-Dos-44

Braunschweig, Juni 2003

Rolf Behrens

## **Wenig-Kanal-Spektrometer zur Messung von Elektronen- und Photonenspektren in ultrakurz gepulsten Strahlungsfeldern**

Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der  
Friederich-Schiller-Universität Jena

von Diplom-Physiker Rolf Behrens  
geboren am 02.10.1969 in Bassum

Gutachter:

1. Prof. Dr. Roland Sauerbrey
2. Prof. Dr. Wolfgang Witthuhn
3. Dir. und Prof., Dr. Jürgen Böhm

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 13. Mai 2003

Tag der öffentlichen Verteidigung: 26. Juni 2003

ISSN 0936-0492  
ISBN 3-86509-002-8

Behrens, Rolf. Wenig-Kanal-Spektrometer zur Messung von Elektronen- und Photonenspektren in ultrakurz gepulsten Strahlungsfeldern. Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), 2003.  
Verfügbar unter: <https://doi.org/10.7795/110.20171113>

## Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung .....	1
2	Grundlagen der Laser-Plasma-Physik.....	3
2.1	Ultrakurze Lichtpulse mit hohen Intensitäten .....	3
2.2	Wechselwirkung ultrakurzer, hochintensiver Laserpulse mit Materie .....	4
2.2.1	Überblick zur Plasma-Erzeugung .....	4
2.2.2	Vorpuls und Vorplasma.....	5
2.2.3	Vorgänge im Plasma zeitlichen zwischen dem Vor- und Hauptpuls .....	7
2.2.4	Vorgänge im Plasma während des Laser-Hauptpulses .....	8
2.2.5	Effekte zur Erzeugung von Elektronen mit sehr großen Energien .....	9
2.2.6	Erzeugung von schweren, geladenen Teilchen und Bremsstrahlung .....	11
2.3	Verteilungsfunktionen für Elektronen im Plasma.....	12
3	Zielsetzung für die Messung der Strahlungs-Emission aus laserinduzierten Plasmen und Folgerungen für die Messmethode.....	17
4	Aufbau und Funktionsweise des Wenig-Kanal-Spektrometers.....	19
4.1	Thermolumineszenz-Detektoren (TLD).....	19
4.2	Das Wenig-Kanal-Spektrometer .....	21
5	Computersimulation und verifizierende Messungen zur Bestimmung des Ansprechvermögens des Spektrometers .....	25
5.1	Ansprechvermögen des Wenig-Kanal-Spektrometers .....	25
5.2	Computerprogramm EGS4 zur Berechnung des Ansprechvermögens.....	25
5.2.1	Funktionsprinzip des Programms .....	25
5.2.2	Benutzung des Programms .....	26
5.2.3	Details zur Dosis-Berechnung .....	27
5.3	Überprüfung der Computersimulation in bekannten Strahlungsfeldern.....	28
5.3.1	Methode der Überprüfung.....	28
5.3.2	Elektronenstrahlung.....	29
5.3.3	Photonenstrahlung.....	32
5.4	Berechnung der Ansprech-Matrizen für Elektronen und Photonen .....	35
5.4.1	Wesentliche Eigenschaften der Ansprech-Matrizen des Spektrometers .....	35
5.4.2	Randbedingungen bei der Berechnung der Ansprech-Matrizen .....	38
6	Entfaltung von Fluenzspektren.....	42
6.1	Matrixgleichung für den Zusammenhang zwischen Fluenz und Dosis.....	42
6.2	Wenigkanalentfaltung.....	43
6.3	Vorinformationen zur Entfaltung.....	44

6.4	Parameteroptimierung mittels Bayesscher Wahrscheinlichkeitstheorie .....	46
6.5	Anwendung des Programms WinBUGS für die Entfaltung .....	48
6.5.1	Vorbemerkung .....	48
6.5.2	Eingangsdaten und Form der Ergebnisdaten aus WinBUGS .....	48
6.5.3	Einzeldaten der Iteration, Konvergenzverhalten .....	49
6.5.4	Vergleich von gemessenen und den aus den Spektren berechneten Dosiswerten .....	51
6.5.5	Häufigkeitsverteilungen der optimierten Parameter .....	53
6.5.6	Korrelationen der optimierten Parameter .....	54
6.5.7	Zusammenfassung der Ergebnisse der Datenauswertung und Unsicherheit der Fluenzspektren .....	56
6.6	Überprüfung der gewählten Vorinformation für die Spektren .....	59
7	Messungen an laserinduzierten Plasmen .....	63
7.1	Durchführung der Experimente .....	63
7.1.1	Beschreibung der verwendeten Lasersysteme .....	63
7.1.2	Laserparameter bei den Messungen .....	63
7.1.3	Durchführung der Bestrahlungen .....	64
7.2	Auswertung der TLD-Messwerte .....	66
7.2.1	Auswertegerät zur Messung der Glowkurven .....	66
7.2.2	Einfluss der hohen Dosisleistung .....	66
7.2.3	Einfluss der Umgebungsstrahlung; Unsicherheit der Dosismessung .....	66
7.3	Ergebnisse der Messungen an laserinduzierten Plasmen .....	68
7.3.1	Protonen und andere schwere, geladene Teilchen .....	68
7.3.2	Form der Elektronen- und Photonen-Spektren .....	69
7.3.3	Temperatur der hochenergetischen („heißen“) Elektronen .....	72
7.3.4	Winkelabhängigkeit der emittierten Strahlung .....	74
7.3.5	Konversionseffizienzen und heiße Elektronentemperaturen .....	83
8	Erste Anwendungen der lasererzeugten ionisierenden Strahlung .....	86
8.1	Einleitung .....	86
8.2	Erzeugung und Nachweis von Photoneutronen in <sup>9</sup> Be .....	86
8.2.1	Mechanismen der Erzeugung und des Nachweises von Photoneutronen .....	86
8.2.2	Bestimmung der Zahl der erzeugten Photoneutronen .....	88
8.2.3	Bestimmung der verursachenden Photonenfluenz; Vergleich mit Spektren ..	89
8.2.4	Ausblick für die Anwendung für Transmutation .....	89
9	Zusammenfassung und Ausblick .....	90
10	Literaturverzeichnis .....	92

Anhang I	Dosismessung mit TLDs .....	i
I.1	Absolut-Kalibrierung der TLDs .....	i
I.2	Individuelle Kalibrierfaktoren .....	ii
I.3	Dosismessung bis 0,1 Gy .....	ii
I.4	Dosiswerte von 0,1 Gy bis 5 Gy .....	iii
I.5	Dosiswerte oberhalb 5 Gy .....	iii
I.5.1	Verfahren 1 zur Bestimmung von hohen Dosiswerten: .....	iii
I.5.2	Verfahren 2 zur Bestimmung von hohen Dosiswerten: .....	iv
Anhang II	Auswertemethode für andere Anwendungszwecke .....	vi
II.1	Einleitung .....	vi
II.2	Computer-Programm zur Verwendung beliebiger Vorinformationen: MAXED .....	vii
II.3	Test des Entfaltungsverfahrens von MAXED .....	vii
II.3.1	Beispiel 1: Photonenspektrum einer Röntgenanlage mit 15 kV Spannung .....	vii
II.3.2	Beispiel 2: Photonenspektrum einer Röntgenanlage mit 300 kV Spannung ..	viii
II.3.3	Beispiel 3: Photonenspektrum eines Beschleunigers mit 2 MV Spannung .....	viii
II.3.4	Beispiel 4: Photonenspektrum eines Beschleunigers mit 6 MV Spannung .....	x
II.3.5	Beispiel 5: Photonenspektrum eines Beschleunigers mit 20 MV Spannung .....	x
II.3.6	Zusammenfassung der Ergebnisse .....	xi
Summary	.....	xii
Danksagung	.....	xv
Lebenslauf	.....	xvii
Ehrenwörtliche Erklärung	.....	xix





# 1 Einleitung

Die experimentelle Realisierbarkeit der Wechselwirkung von sehr intensiver Laserstrahlung mit Materie hat in den letzten Jahrzehnten die Möglichkeit eröffnet, bisher unbeobachtbare physikalische Effekte zu untersuchen und dadurch an Bedeutung zugenommen. Eine Ursache hierfür liegt darin, dass die erzeugbaren Lichtintensitäten so groß sind, dass die entstehenden elektro-magnetischen Felder in der Lage sind, Materie auf atomarer Ebene zu verändern: Elektronen werden von ihren Atomkernen getrennt (Ionisation), ein Plasma entsteht. Der weitere Energieübertrag vom Licht auf das Plasma führt zu starker Beschleunigung der Teilchen. Dabei entsteht ionisierende Strahlung (primär Elektronen) und wird in messbarer Menge emittiert. Sekundäre Effekte wie die Erzeugung von Bremsstrahlung und die Aktivierung von Materie auf nuklearer Ebene (photoinduzierte Kernreaktionen) erweitern das Spektrum der zu erfassenden Effekte.

Von besonderer Wichtigkeit sind zwei Komponenten des Strahlungsfeldes:

1. Die direkte Messung der primär entstehenden Elektronenstrahlung gibt Hinweise auf die physikalischen Effekte während der Wechselwirkung des Laserlichts mit Materie.
2. Die Messung der sekundär entstehenden Photonenstrahlung ist ebenso von besonderem Interesse, da diese Strahlung am besten Materie durchdringen kann. Somit steht sie auch an Orten, die sich nicht in unmittelbarer Nähe der Laser-Materie-Wechselwirkung befinden, für praktische Anwendungen zur Verfügung.

Das Spektrum der möglichen Anwendungen erstreckt sich dabei von der Röntgendiagnostik im medizinischen Bereich über die Umwandlung von langlebigen radioaktiven (Abfall-)Materialien bis hin zur Erzeugung von kontrollierten nuklearen Kernfusionen zur Energiegewinnung.

In der Literatur sind viele Arbeiten über die Messung von Einzelkomponenten des Strahlungsfeldes zu finden. Dabei kommen unterschiedliche Messmethoden zum Einsatz.

- Eine Reihe von Methoden liefert nur integrale Größen, wie z.B. die in eine Raumrichtung emittierte charakteristische Photonenstrahlung des Targetmaterials ( $K_{\alpha}$ -Strahlung). Aus dieser Größe werden dann Aussagen über das verursachende Elektronenspektrum abgeleitet. Eine andere Methode ist die Messung der nuklearen Aktivierung von kleinen Proben bestimmter Elemente durch Photonenstrahlung. Über diese werden Aussagen über das zu Grunde liegende Photonenspektrum getroffen. Diese Methode liefert durch Einsatz von mehreren Proben winkelaufgelöste Informationen.

- Eine zweite Klasse von Methoden bestimmt tatsächlich energieaufgelöste Elektronen- oder Photonenspektren. Die verwendeten Spektrometer, z.B. Elektronen-Magnet-Spektrometer, sind jedoch von so großen Abmessungen bzw. apparativ so aufwendig, dass nicht simultan mehr als nur ein Spektrum aufgenommen werden kann.

Diese Methoden sind für den jeweiligen Anwendungszweck mehr oder minder gut geeignet, jedoch liefert keine der bisher vorhandenen Methoden die gleichzeitige Detektion aller Einzelkomponenten der emittierten Strahlung. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Messgerät entwickelt, das sogenannte Wenig-Kanal-Spektrometer. Es ermöglicht die gleichzeitige Messung von Elektronen- und Photonenstrahlung sowohl energie- als auch winkelaufgelöst. Das wurde dadurch ermöglicht, dass eine für diese Zwecke neuartige Messdatenauswertung angewendet wurde. Darüber hinaus ist der Nachweis von Protonen und Ionen möglich.

Die Erzeugung des Strahlungsfeldes spielt für dessen Detektion eine besonders große Rolle. Hinreichend große Lichtintensitäten können üblicherweise nur mit Lasersystemen generiert werden, die ultrakurze Laserpulse ( $\approx 100$  Femtosekunden) auf sehr kleine Flächen ( $\approx$  zehn Mikrometer zum Quadrat) fokussieren. Die physikalischen Prozesse laufen auf einer vergleichbaren Zeitskala ab. Somit ist ein ultrakurz gepulstes und gemischtes Strahlungsfeld ionisierender Teilchen (Elektronen, Photonen und gegebenenfalls Protonen, Ionen und Neutronen) zu detektieren. Diese extremen Bedingungen wurden bei der Erstellung des Konzeptes und des praktischen Aufbaus des Wenig-Kanal-Spektrometers berücksichtigt.

## 2 Grundlagen der Laser-Plasma-Physik

### 2.1 Ultrakurze Lichtpulse mit hohen Intensitäten

Erst seit wenigen Jahren ist die Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse zum Stand der Technik geworden. Entsprechende Laserkomponenten, die Laserpulse mit einer zeitlichen Dauer von nur ca. 10 fs ( $10^{-14}$  s) erzeugen, sind kommerziell erhältlich. Die in einem solchen Lichtpuls enthaltene Energie ist in der Größenordnung von 10 nJ und damit extrem klein. Die Herausforderung besteht darin, diesen Laserpuls unter Beibehaltung der extrem kurzen zeitlichen Dauer um acht Größenordnungen auf eine Lichtenergie von etwa 1 J oder mehr zu verstärken. Zum weiteren Verständnis muss berücksichtigt werden, dass ein zeitlich sehr kurzer Lichtpuls gemäß der entsprechenden Fouriertransformation aus vielen Frequenz- und somit Wellenlängenbeiträgen zusammengesetzt ist. Daher erfordert dessen Verstärkung Lasermedien mit einer möglichst konstanten Verstärkung in einem großen Wellenlängenbereich. Diese Eigenschaft wird von mit Titan dotierten Saphir-Kristallen erfüllt. Deren Verstärkung ist im Wellenlängenbereich von 760 nm bis 860 nm relativ konstant mit einer Zentralwellenlänge von ca. 800 nm. Auf Grundlage dieses Verstärkermediums ist es heute möglich, auf einer Grundfläche von ca. 20 m<sup>2</sup> ein so genanntes table-top Lasersystem aufzubauen, das hochintensive Laserpulse mit Lichtleistungen von über 10 TW ( $=10^{13}$  W) erzeugt (entsprechend 1 J Lichtenergie in  $10^{-13}$  s). Bei einer räumlichen Fokussierung dieser Lichtpulse auf wenige Quadratmikrometer werden Lichtintensitäten von bis zu  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> generiert. Diese hohen Intensitäten liegen jenseits jeglicher Zerstörschwellen von optischen Elementen wie Spiegeln und Linsen. Das bedeutet, dass diese komprimierte Lichtintensität nur ganz am Ende des Lasersystems auftreten darf: auf der zu bestrahlenden Probe. Um das Laserlicht verstärken zu können, ohne die verwendeten optischen Bauteile zu zerstören, bedient man sich des folgenden Verfahrens: Der Lichtpuls wird sowohl räumlich als auch zeitlich aufgeweitet bzw. gestreckt, beides reduziert die Intensität und optische Elemente werden nicht zerstört. Die Verstärkung wird dann bei einer Fläche von 1,5 cm<sup>2</sup> und einer zeitlichen Länge von 120 ps ( $10^{-10}$  s) durchgeführt. Anschließend wird der Lichtpuls wieder zeitlich und räumlich komprimiert. Diese zeitliche Veränderung für die Verstärkung ist unter dem Namen „chirped pulse amplification“ (CPA) bekannt und hat Anfang der 90er Jahre einen deutlichen Sprung in den maximal erreichbaren Laserintensitäten bewirkt [Stri85], [Perry94].

## 2.2 Wechselwirkung ultrakurzer, hochintensiver Laserpulse mit Materie

### 2.2.1 Überblick zur Plasma-Erzeugung

Die Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Materie findet in vielen Schritten statt. Daher sollen hier nur die wesentlichen Effekte in kurzer Form wiedergegeben werden.

Zur Beschreibung der Wechselwirkung ist es zweckmäßig, das auf die Materie einfallende Licht als elektro-magnetische Welle aufzufassen. Deren mittlere Intensität  $I$  ist durch ihr elektrisches Feld  $E$  gegeben durch  $I = \frac{1}{2} \cdot c \cdot \epsilon_0 \cdot E^2$ , mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der dielektrischen Konstante  $\epsilon_0$ . In nur wenigen Instituten der Welt werden routinemäßig Intensitäten bis  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  erzeugt. Die elektrische Feldstärke nimmt dabei Werte im Bereich von  $3 \cdot 10^{11} \text{ V/cm}$  an. Zum Vergleich: Das auf ein Elektron im Wasserstoffatom wirkende elektrische Feld ist etwa  $5 \cdot 10^9 \text{ V/cm}$  groß. Das Licht hat somit den dominierenden Einfluss auf die Materie. Bei derart extremen Intensitäten ist der Lichtdruck nicht vernachlässigbar. Er ist annähernd gegeben durch  $P \approx \epsilon_0 \cdot E^2$  und beträgt etwa  $10^{11} \text{ bar}$ .

Die Intensität eines solchen Lichtpulses hat in etwa den zeitlichen Verlauf einer Gaußkurve. Abbildung 2-1 stellt die unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen während des zeitlichen Verlaufes des Laserpulses dar. Der Puls läuft mit der Zeit von links nach rechts voran und trifft dabei auf die Materie (am rechten Bildrand gedacht).

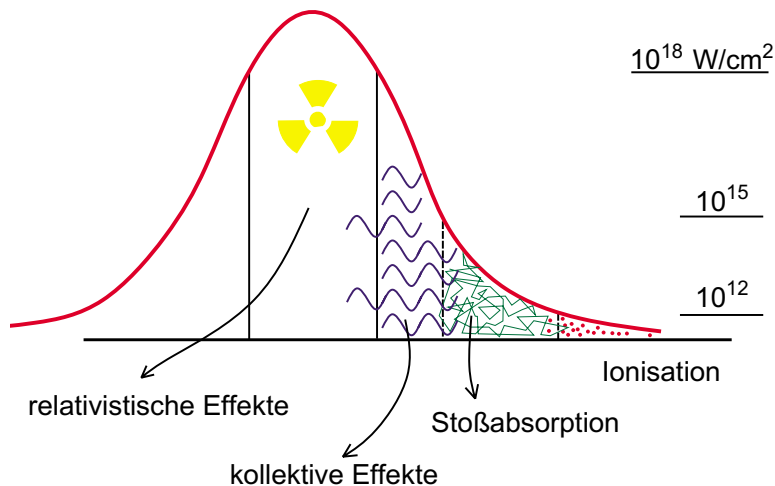


Abbildung 2-1: Unterschiedliche Mechanismen während der Wechselwirkung eines hochintensiven Laserpulses mit Materie. Quelle: Vorlesungsmanuscript von Dr. H. Schworer, IOQ Jena.

Anfangs werden einzelne Atome durch Mehrphotonenprozesse und den Tunneleffekt ionisiert [Augst90]. Freie Elektronen und positiv geladene Ionen entstehen und bilden ein Plasma. Insbesondere die Elektronen schwingen im Laserfeld und erhalten dabei (für nicht relativistische Elektronen) die Oszillationsenergie, auch ponderomotorisches Potenzial genannt,  $U_{\text{osz}} = (e^2 \cdot E^2) / (4 \cdot m_{\text{el}} \cdot \omega^2) = I \cdot \lambda^2 \cdot e^2 / (8 \cdot \pi^2 \cdot c^3 \cdot m_{\text{el}} \cdot \epsilon_0)$ . Dabei ist  $e$  die Elementarladung,  $m_{\text{el}}$  die Ruhmasse des Elektrons und  $\omega$  die Frequenz des Laserlichts. Im extrem relativistischen Fall ergibt sich  $U_{\text{osz}} \propto \sqrt{I}$ . Durch Stöße geben die Elektronen ihre Energie an andere weiter, das gesamte Plasma wird geheizt (Stoßabsorption).

## 2.2.2 Vorpuls und Vorplasma

Bei den meisten Experimenten werden die gerade beschriebenen Mechanismen durch Vorpulse ausgelöst. Diese Laserpulse sind in der Intensität um etwa den Faktor  $10^4$  bis  $10^6$  geringer als der Hauptpuls und treffen je nach Aufbau des konkreten Lasersystems zeitlich zwischen  $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$  und einigen zehn  $\text{ns} = 10^{-8} \text{ s}$  vor dem Hauptpuls auf die zu bestrahlende Materie. Vorpulse sind auf Grund von geringen Nicht-Idealitäten von optischen Bauteilen vorhanden. Oftmals werden sie aber auch definiert erzeugt, um den Wechselwirkungsprozess des Lasers mit der Materie zu beeinflussen. Trotz der relativ geringen Intensität des Vorpulses von  $10^{12} \text{ W/cm}^2$  bis  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  finden die oben beschriebenen Effekte statt und ein Plasma entsteht. Die Schwelle zur Erzeugung eines Plasma an Metalloberflächen liegt für Pulslängen von  $100 \text{ fs}$  bei ca.  $10^{11} \text{ W/cm}^2$ . Dieses Plasma breitet sich mit seiner Schallgeschwindigkeit ins Vakuum aus. Die Schallgeschwindigkeit beträgt etwa  $c_s \approx (Z \cdot k \cdot T_{\text{el}} / m_{\text{Ion}})^{1/2}$  [Attw99], [Huba94]. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente ergibt sich  $c_s \approx 2 \cdot 10^4 \text{ m/s}$

mit  $Z \approx 6$ , der mittleren Ionisierung,

$k$  der Boltzmann-Konstante,

$T_{\text{el}} \approx 0,1 \text{ keV}$  der Elektronen-Temperatur des Plasmas bei einer Intensität von  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  des Vorpulses [Eidm00]. Details zur Definition bzw. Bedeutung der Temperatur folgen im Abschnitt 2.3.

$m_{\text{Ion}} \approx 181 \text{ u}$  ist die Atommasse von Tantal, in dieser Arbeit häufig verwendetes Targetmaterial.

Bis zum Eintreffen des Hauptpulses, z.B.  $4 \text{ ps}$  nach dem Vorpuls, dehnt sich das Plasma um ca.  $0,1 \mu\text{m}$  ins Vakuum aus. In Abbildung 2-2 ist die Elektronendichte  $n_{\text{el}}$  des Vorplasmas zum Zeitpunkt des Eintreffens des Hauptpulses in Abhängigkeit vom Ort aufgetragen. Das Dichteprofil wurde mit dem Computer-Code MEDUSA [Chris74] berechnet.

Der nun eintreffende Hauptlaserpuls tritt im Wesentlichen mit diesem Vorplasma in Wechselwirkung. Es ist bereits bekannt, dass die Erzeugung von hochenergetischen Teilchen wesentlich effektiver ist, wenn der Hauptpuls auf ein Vorplasma trifft [Kühlke87], [Rou94], [Zhang98]. Die Energieübertragung vom Laserlicht auf die Elektronen funktioniert hier besonders gut. Aus diesem Grund wurde durch entsprechende Vorpulse in allen Experimenten dieser Arbeit ein Vorplasma erzeugt.

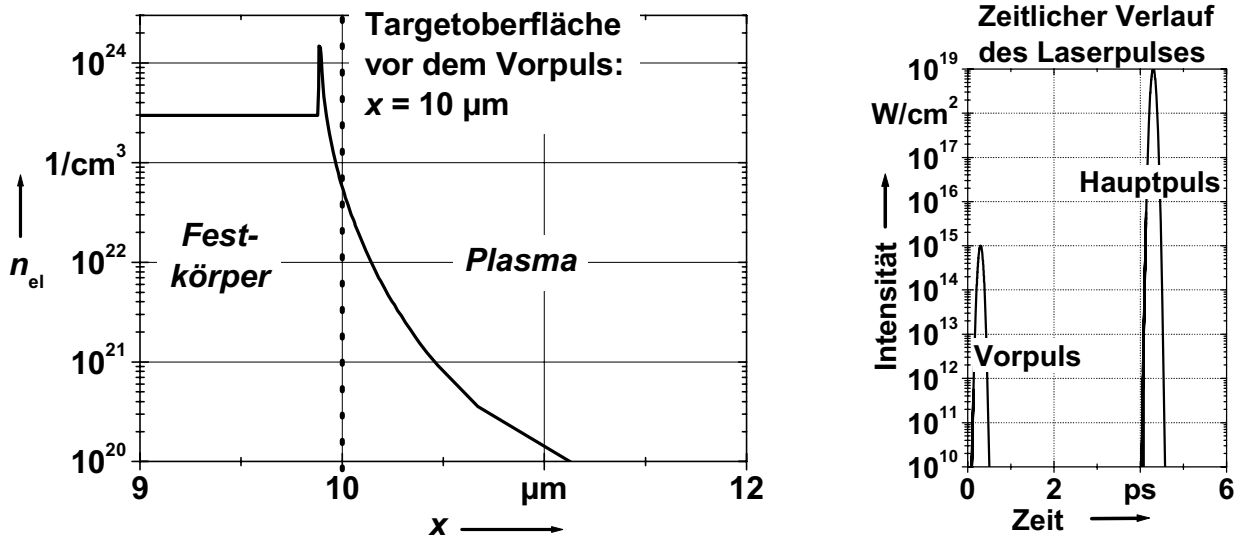


Abbildung 2-2: Verlauf der Elektronendichte  $n_{el}$  in Abhängigkeit des Ortes zum Zeitpunkt des Eintreffens des Hauptlaserpulses. Vorpuls:  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  etwa 4 ps vor dem Hauptpuls, rechter Bildteil. Quelle: Laszlo Veisz, IOQ Jena

Zur weiteren Beschreibung der Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Plasma werden zwei weitere Größen eingeführt:

1. Die Plasmafrequenz:

$$\omega_{PI} = \{n_{el} \cdot e^2 / (m_{el} \cdot \epsilon_0)\}^{1/2} \quad (2.1)$$

Das ist die Eigenfrequenz des Plasmas bei der gegebenen Elektronendichte.

2. Die Elektronendichte, bei der die Plasmafrequenz gerade der Frequenz des einfallenden Laserlichts  $\omega_L$  entspricht, wird kritische Dichte  $n_{krit} = m_{el} \cdot \epsilon_0 \cdot (\omega_L / e)^2$  genannt. Hier schwingt das Plasma resonant mit dem elektrischen Feld des Laserlichts. Energie wird aus dem elektrischen Feld des Lichts in das Plasma übertragen und das Licht wird absorbiert. Es werden zwei wichtige Fälle für die Elektronendichte zur Beschreibung der Laser-Plasma-Wechselwirkung unterschieden:

1.  $n_{el} < n_{krit}$ : Das Licht kann sich im Plasma ausbreiten, es liegt ein unterdichtetes Plasma vor.
2.  $n_{el} > n_{krit}$ : Das Licht kann sich nicht bzw. nur sehr wenig ausbreiten. Das elektrische Feld nimmt jenseits der kritischen Dichte exponentiell ab. Es liegt ein überdichtetes Plasma vor.

Die kritische Dichte für Licht von Ti:Sa-Lasern ( $\lambda = 800 \text{ nm}$ ) beträgt  $n_{krit} \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

Bevor die Wechselwirkung des Hauptlaserpulses mit dem Vorplasma betrachtet wird, werden die Vorgänge im Hinblick auf den zeitlichen Ablauf genauer untersucht. Ziel ist es, Informationen über die Energieverteilung der beschleunigten Elektronen zu erlangen.

### 2.2.3 Vorgänge im Plasma zeitlichen zwischen dem Vor- und Hauptpuls

Bei den Experimenten dieser Arbeit ist das Vorplasma beim Eintreffen des Hauptpulses mindestens 4 ps alt. Während dieser Zeit finden Elektron-Elektron- und Elektron-Ion-Stöße statt. Das Plasma kann als ideales Gas betrachtet werden, zumindest die Elektronen- bzw. Ionen-Komponente je für sich. Bei hinreichend vielen Stößen bildet sich ein thermisches Gleichgewicht aus. In diesem Fall ist die Energieverteilung der (nicht relativistischen) Teilchen durch eine Maxwellverteilung für drei Freiheitsgrade gegeben. Die Teilchen sind in alle drei Raumrichtungen frei beweglich [Kittel61]:

$$f(E) \cdot dE = \frac{2}{\sqrt{\pi} \cdot (k \cdot T)^{3/2}} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right) \cdot dE \quad (2.2)$$

mit  $E$ , der kinetischen Energie der Elektronen und  $k$ , der Boltzmann-Konstanten.

Der wesentliche Parameter der Verteilung ist die Temperatur  $T$ . Die Zeit  $\tau_{el}$ , die dazu notwendig ist, thermisches Gleichgewicht für die Elektronen-Komponente des Plasmas auszubilden, ergibt sich zu [Sal98]

$$\tau_{el} = 330 \text{ fs} \cdot \left(\frac{T_{el}}{0,1 \text{ keV}}\right)^{3/2} \cdot \frac{10^{21} \text{ cm}^{-3}}{\ln \Lambda \cdot n_{el}} \quad (2.3)$$

mit  $T_{el}$ , der Temperatur der Elektronen-Komponente, für das Vorplasma 0,1 keV (s.o.),  $\ln \Lambda$ , dem Coulomb-Logarithmus, der üblicherweise Werte zwischen 5 und 15 annimmt [Sal98], zur Abschätzung wird  $\ln \Lambda = 10$  angenommen, und  $n_{el}$ , der Anzahldichte der Elektronen im Plasma.

Mit obigen Werten ergibt sich für das Vorplasma für Dichten oberhalb der kritischen Dichte  $n_{krit} \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  des Laserlichtes,  $\tau_{el} \leq 20 \text{ fs}$ . Wie in Abbildung 2-2 zu erkennen ist, ist der massenmäßig größte Teil des Plasmas in diesem Bereich enthalten: der Bereich links von  $x \approx 10,4 \text{ } \mu\text{m}$ . Das bedeutet, die Elektronen-Komponente des Vorplasmas befindet sich zum Zeitpunkt des Eintreffens des Hauptpulses im thermischen Gleichgewicht und ist somit durch eine klassische Maxwell-Verteilung zu beschreiben.

Die Ionen-Komponente ist jedoch nicht unbedingt im thermischen Gleichgewicht mit der Elektronen-Komponente. Die notwendige Zeit für diesen Ausgleichsprozess ist um mehr als einen Faktor 1000 größer als für die Thermalisierung der Elektronen-Komponente [Sal98]. Die Ursache liegt darin, dass die wesentlich schwereren Ionen deutlich mehr Elektronen-Stöße zur Impulsübertragung benötigen als die gleichschweren Elektronen. Bei z.B. Tantal als Targetmaterial, Kernladungszahl 73, sind die Ionen ca.  $3 \cdot 10^5$  mal so schwer wie Elektronen. Es handelt sich für die Zeit der Laser-Plasma-Wechselwirkung somit tatsächlich um ein System von zwei praktisch unabhängigen Ensembles.

#### 2.2.4 Vorgänge im Plasma während des Laser-Hauptpulses

Der Laser-Hauptpuls trifft auf ein räumlich ausgedehntes Elektronen-Plasma mit definierter Temperatur ( $0,1 \text{ keV} \equiv 1.000.000 \text{ K}$ ), welches sich im thermischen Gleichgewicht befindet. Die positiv geladenen Rumpfatome sind für die Zeit des Hauptlaserpulses quasi unbeweglich. Bei Intensitäten oberhalb ( $10^{15}$ - $10^{16}$ )  $\text{W}/\text{cm}^2$  werden kollektive Wechselwirkungseffekte wirksam (Abbildung 2-1). Bei der Resonanzabsorption schwingt ein Teil des Plasmas resonant mit dem elektrischen Feld des Lasers (s.o.), eine Plasma-welle wird erzeugt. Dadurch wird das Plasma geheizt und entsprechend steigt die thermische Bewegungsenergie, insbesondere die der Elektronen an. Das resonante Heizen geschieht in der Nähe der kritischen Dichte. Als obere Grenze wird angenommen, dass das Licht jenseits der kritischen Dichte maximal bis zur Skin-Tiefe  $l_s \approx c/\omega_{\text{Pl}} \approx 0,1 \mu\text{m}$  in das überdichte Plasma eindringt. Dort ist die Elektronendichte etwa  $n_{\text{el}} \approx 5 \cdot 10^{21}$  (siehe Abbildung 2-2). Bei noch größeren Dichten ist das Plasma für das Laserlicht optisch dick, d.h. undurchlässig. Die Thermalisierungszeit des Plasmas ist durch Gleichung (2.3) gegeben. Somit ergeben sich für den Bereich des Plasmas, der mit dem Laserlicht in Wechselwirkung tritt,  $n_{\text{el}} \leq 5 \cdot 10^{21}$ , folgende Zeiten:  $\tau_{\text{el}}(T_{\text{el}}=3\text{keV}) \geq 1000\text{fs}$ ;  $\tau_{\text{el}}(T_{\text{el}}=300\text{keV}) \geq 1\text{ns}=1 \cdot 10^6\text{fs}$ . Das bedeutet, dass der gesamte Bereich des Plasmas, in dem der Energie-Übertrag vom Laserlicht zum Plasma stattfindet, während der Hauptpuls-Wechselwirkung (100 fs) kein thermisches Gleichgewicht ausbildet. In anderen Worten: Elektronen mit Energien einiger keV und höher sind am Ort der Laser-Plasma-Wechselwirkung nur über das Laserfeld gekoppelt (kollektive Beschleunigungsmechanismen), nicht aber durch Wechselwirkungen untereinander. Das gilt für die Zeit der Lasereinwirkung. Danach breitet sich das Plasma in Richtung des Festkörpers und ins Vakuum aus und kühlt dabei schnell ab. Anschließend trägt es nicht mehr signifikant zur Erzeugung von hochenergetischer Strahlung bei. Die makroskopisch messbare Energie-Verteilung entsteht somit während der kurzen Laser-Hauptpuls-einwirkung. Für resonantes Heizen ist die geheizte Energieverteilung der Elektronen schon lange aus Simulationen und Experimenten wiederum als Maxwellverteilung bekannt [Esta78], [Bezz80] und resultiert in zwei thermisch von einander getrennten Plasmaanteilen je mit unterschiedlichen Temperaturen [Esta78], [Teu96]. Eine einfache Erklärungsmöglichkeit ist die folgende: Der Teil des Plasmas im Bereich der kritischen Dichte wird besonders effektiv resonant geheizt. Der restliche Teil des Plasmas wird nicht so effektiv geheizt, somit herrscht hier eine deutlich geringere Elektronen-Temperatur.



In jüngerer Zeit hat sich die folgende Bezeichnungsweise etabliert:

- $T_{\text{cold}}$  bezeichnet die Elektronen-Temperatur des größten Teiles des Plasmas, der resonant und damit kollektiv geheizt wurde. Es handelt sich um eine Quasi-Gleichgewichtstemperatur.
- $T_{\text{hot}}$  bezeichnet im Gegensatz dazu die Elektronen-Temperatur eines kleinen Teiles des Plasmas, der besonders viel Energie vom Laserpuls aufgenommen hat und dadurch sehr hochenergetische Teilchen enthält. Die zu Grunde liegenden Beschleunigungsmechanismen sind bei Intensitäten oberhalb  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  aktiv, siehe Abbildung 2-1 und werden im folgenden Abschnitt beschrieben. Sie verlaufen nicht für alle im Plasma befindlichen Elektronen gleichermaßen und sind somit nicht kollektiv. Daher kann im strengen Sinne nicht von einer Gleichgewichtstemperatur gesprochen werden. Trotzdem hat es sich bewährt, auch die Energieverteilung dieser hochenergetischen Elektronen durch eine Maxwell-Verteilung mit einer definierten Temperatur zu beschreiben. Auf diesen Punkt wird im Abschnitt 2.3 erneut eingegangen.

### 2.2.5 Effekte zur Erzeugung von Elektronen mit sehr großen Energien

In diesem Abschnitt werden einige Mechanismen zur Beschleunigung von besonders hochenergetischen Elektronen beschrieben. Diese bilden im Elektronenspektrum, Elektronenanzahl in Abhängigkeit von der Elektronenenergie, den Anteil mit der sogenannten „heißen“ Elektronen-Temperatur  $T_{\text{hot}}$ .

#### A) $\vec{v} \times \vec{B}$ -Beschleunigung

Bei Intensitäten oberhalb  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  erreicht die Oszillationsenergie der Elektronen  $U_{\text{osz}}$  die Ruhmasse des Elektrons: 0,5 MeV. Relativistische Effekte treten auf und ionisierende Strahlung mit makroskopischer Reichweite entsteht. Die zum Magnetfeld des Lichts proportionale Komponente der Lorentzkraft ist nicht mehr zu vernachlässigen, da sich die Geschwindigkeit der Elektronen der Lichtgeschwindigkeit annähert. Die Lorentzkraft ist gegeben durch  $\vec{F} = -e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ , mit der Geschwindigkeit der Elektronen  $\vec{v}$  und dem Magnetfeld des Laserlichts  $\vec{B}$ , wobei  $|\vec{B}| \approx |\vec{E}|/c$  gilt. Der  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Term ändert bei linear polarisiertem Licht doppelt so häufig das Vorzeichen wie die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$ . Dadurch ergibt sich im Schwerpunktssystem des Elektrons eine Bewegung in Form einer „8“. Im Laborsystem wirkt die  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Kraftkomponente im Mittel in Vorwärts-Richtung des Laserstrahles, da sowohl das Magnetfeld als auch das elektrische Feld und somit auch die ursprüngliche Bewegungsrichtung des Elektrons senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahles stehen. Es resultiert eine „schlingende“ Vorwärtsbewegung.

## **B) Wakefield-Beschleunigung**

In einem homogenen Plasma tritt gemäß der Bewegungsgleichung für Elektronen entlang des Gradienten des elektrischen Feldes die ponderomotorische Kraft auf. Sie ist in die Richtung kleiner werdender Feldstärke gerichtet, somit auf der Vorderseite des Laserpulses in dessen Ausbreitungsrichtung, auf seiner Rückseite entgegengesetzt. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lasers schneller als die der Elektronen ist, überholt der Laserpuls die Elektronen. Sie werden nacheinander vor und zurück beschleunigt. Ist dieser Mechanismus resonant, so entsteht eine Plasmawelle. Diese bewirkt eine räumliche Dichtemodulation der Elektronen wohingegen die viel trägeren Ionen homogen verteilt bleiben. Dadurch werden sehr hohe elektrische Feldstärken bis zu 1 GV/cm erzeugt. Somit können andere Elektronen auf kurzen Stecken zu sehr hohen Teilchenenergien beschleunigt werden [Ami98].

## **C) B-Schleifen Beschleunigung**

Bewegt sich ein Elektron innerhalb eines relativistisch intensiven Laserpulses, so gewinnt es Energie, wenn es sich längs des Gradienten des ponderomotorischen Potentials bewegt. Einfach gedacht, kann der maximale Energiegewinn die Energie sein, die der gesamten Potenzialhöhe  $U_{osz}$  entspricht. Üblicherweise werden jedoch Teilchen mit weitaus größeren Energien detektiert. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Bewegungsrichtung der Elektronen außerhalb des Laserfokus an dem Magnetfeld umgekehrt wird. Das Magnetfeld wird durch die allgemeine Vorwärtsbewegung der Elektronen (Strom) generiert. Kehren sie nach der Richtungsänderung zeitlich so in den Laserfokus zurück, dass sie dabei erneut vom elektrischen Feld des Laserlichts beschleunigt werden, können sie wieder die dem ponderomotorischen Potenzial entsprechende Energie gewinnen. Geschieht dieser Vorgang resonant, so ist der gesamte Energiegewinn ein Vielfaches der dem ponderomotorischen Potenzial entsprechenden Energie [Pukh98].

## **D) Betatron-Resonanz**

Im Gegensatz zu dem unter C) beschriebenen Effekt verlässt hier das Elektron die Region des Laserfokus nicht. Vielmehr oszilliert es in selbstgenerierten, quasi-statischen elektrischen und magnetischen Feldern. Diese bilden einen Kanal, in dem das Elektron vergleichbar zu einem Betatron oszilliert. Ist die Oszillations-Frequenz gleich der Frequenz der Laserlichts, so tritt Resonanz auf und ein effektiver Energieübertrag vom Laser auf das Elektron findet statt: die sogenannte direkte Laser-Beschleunigung (DLA). Die Vorgänge entsprechen dabei dem inversen freien Elektronenlaser bei der Betatron-Resonanz [Pukh99]. Bestätigende Messungen wurden in der Literatur präsentiert [Gahn99].

## E) Ponderomotorische und relativistische Selbstfokussierung

Bei hinreichend großen Intensitäten neigt der Laserstrahl in unterdichten Plasmen dazu, sich selbst noch stärker zu fokussieren als es durch die bestimmenden Optiken (z.B. Parabolspiegel) ohnehin der Fall ist. Die Ursache ist, dass sich die Phasengeschwindigkeit des Lichts in der räumlichen Mitte des Laserpulses verringert. Dadurch krümmt sich die Wellenfront nach innen und der Strahl wird fokussiert. In anderen Worten: Das Medium wirkt als positive Linse. Dies kann auf zwei Arten und Weisen geschehen:

### 1. Ponderomotorische Selbstfokussierung:

Das ponderomotorische Potenzial wächst mit der Lichtintensität. Diese ist in der räumlichen Mitte des Laserstrahles am größten, dadurch ist die radial nach außen wirkende ponderomotorische Kraft hier ebenso am größten. Viele Elektronen werden aus dem Strahlzentrum herausgedrückt, die Elektronendichte ist innen geringer als außen. Entsprechend ist die Plasmafrequenz und somit die Phasengeschwindigkeit in der Strahlmitte geringer als außen, siehe Gleichung (2.1), Seite 6.

### 2. Relativistische Selbstfokussierung:

Bei Elektronen mit relativistischen Energien bewirkt die scheinbare Massenzunahme der Elektronen eine Abnahme der Plasmafrequenz, siehe erneut Gleichung (2.1). Auch dieser Effekt ist im Maximum der Lichtintensität und somit in der räumlichen Mitte des Laserpulses am stärksten.

Der Effekt tritt bei Laserpulsen mit einer Leistung, die größer als  $P_c = 17 \text{ GW} \cdot (\omega_L / \omega_{p1})^2$  ist, auf [Pukh96]. Für eine Elektronendichte von  $n_{e1} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  und  $\lambda_L = 800 \text{ nm}$  ergibt sich  $P_c = 0,3 \text{ TW}$ . Diese Lichtleistung wird in den Experimenten dieser Arbeit deutlich überschritten, jedoch ist das Plasma räumlich nicht hinreichend ausgedehnt, um die Selbstfokussierung zu ermöglichen, siehe Abbildung 2-2. Es wären einige zehn Mikrometer konstanter Elektronendichte notwendig [Pukh96].

## 2.2.6 Erzeugung von schweren, geladenen Teilchen und Bremsstrahlung

Durch die oben beschriebenen Mechanismen zur lokalen Ladungstrennung entstehen elektrische Felder mit sehr großen Feldstärken. Diese sind in der Lage, neben den Elektronen auch schwere, geladene Teilchen wie Protonen und selbst Ionen auf Teilchenenergie im MeV-Bereich zu beschleunigen [Hatch00].

Im zweiten Schritt wird durch die primär entstehende Elektronenstrahlung Photonen-Bremsstrahlung dadurch erzeugt, dass die Elektronen auf Materie treffen. Dabei dient sowohl das Festkörpertarget als auch das Plasma als Wechselwirkungspartner.

Zusammenfassend zeigt Abbildung 2-3 schematisch die Entstehung ionisierender Strahlung im Plasma.

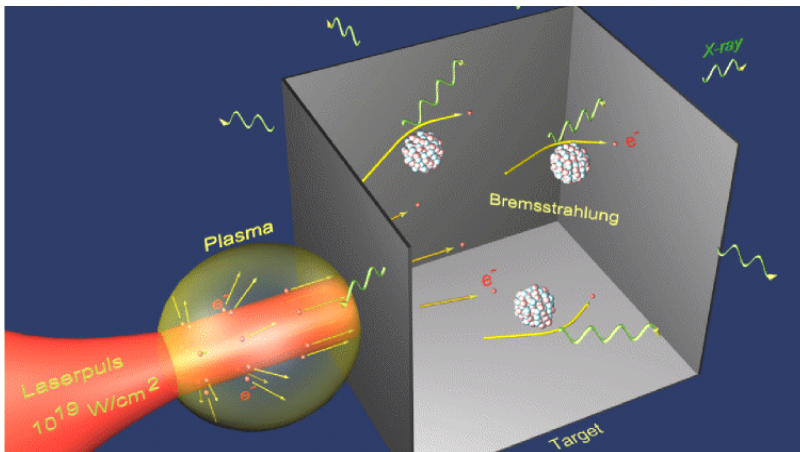


Abbildung 2-3:  
Veranschaulichung zur Entstehung von ionisierender Strahlung durch das Auftreffen eines hochintensiven Laserpulses auf Materie.  
Quelle: F. Ronneberger, IOQ Jena.

### 2.3 Verteilungsfunktionen für Elektronen im Plasma

Wie bereits in Abschnitt 2.2.4 erläutert, wird in der Literatur allgemein angenommen, dass reale Elektronenspektren durch die Superposition von zwei Maxwell-Verteilungen mit unterschiedlichen Temperaturen  $T_{\text{cold}}$  und  $T_{\text{hot}}$  beschrieben werden können. Es ist jedoch noch immer unklar, warum auch der  $T_{\text{hot}}$ -Anteil durch eine Maxwell-Verteilung beschreibbar sein soll. Denn die Voraussetzung zur Ausbildung einer Maxwell-Verteilung, thermisches Gleichgewicht im Plasma, ist nicht gegeben. Es folgt eine einfache Überlegung dazu: Der Phasenraum der Elektronen ist der kombinierte Raum der Orts- und Impulskordinaten. Dieser ist zu Beginn der Erzeugung der „heißen“ Elektronen gleichmäßig besetzt, da das Plasma im thermischen Gleichgewicht ist. Bei den Effekten zur Beschleunigung der „heißen“ Elektronen werden jeweils nur Elektronen aus den Bereichen der anfänglich vorhandenen Verteilungsfunktion bevorzugt beschleunigt, welche die für den jeweiligen Beschleunigungsmechanismus notwendigen Voraussetzungen erfüllen. Diese Voraussetzungen sind z.B. eine passende Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit der Elektronen (ein bestimmter Punkt im Phasenraum) relativ zum elektrischen und magnetischen Feld der einfallenden Lichtwelle. Werden diese Voraussetzungen nicht genau erfüllt, so tritt der Beschleunigungsmechanismus mit verminderter Effektivität in Kraft. Dadurch ist die erreichte Energie entsprechend geringer als wären die Voraussetzungen optimal erfüllt. Da der Phasenraum gleichverteilt besetzt ist, wird nur ein geringer Anteil der Elektronen maximal beschleunigt: Das hochenergetische Ende der Verteilung mit  $T_{\text{hot}}$  entsteht. Auf Grund der nicht optimalen Erfüllung der Voraussetzungen erfährt eine größere Anzahl von Elektronen nur eine geringere Beschleunigung: Ein Maximum bei mittleren Energien entsteht. Einige Elektronen unterliegen dem Beschleunigungsmechanismus überhaupt nicht. Diese bilden einen Abfall bei niedrigen Energien der

resultierenden Verteilung. Nimmt man nun an, dass die Vorgänge statistisch verteilt sind und dass während der Beschleunigungsmechanismen einige Elektron-Elektron-Stöße auftreten, so kann sich am Ende wiederum eine Maxwell-Verteilung mit hoher Temperatur ergeben.

Neben dieser einfachen Überlegung existieren in der Literatur einige Arbeiten, die andere als die oben gefolgerten Verteilungsfunktionen für Elektronen aus laserinduzierten Plasmen vorschlagen. Die unterschiedlichen Verteilungen werden im folgenden gegenübergestellt. Insbesondere wird berücksichtigt, dass die Elektronenenergien, die bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente entstehen, relativistisch sind. Jede

Verteilungsfunktion ist so normiert, dass  $\int_0^{\infty} f(E) \cdot dE = 1$  gilt.  $E$  ist jeweils die kinetische

Energie der Elektronen. Anschließend werden die Funktionen miteinander verglichen und ihre Relevanz für diese Arbeit diskutiert. Obwohl reale Elektronenspektren zwei Temperaturanteile enthalten, genügt es für die folgenden Überlegungen, jeweils nur einen Anteil mit einer Temperatur zu betrachten.

- Die klassische Maxwellverteilung für drei Freiheitsgrade ist in Gleichung (2.2) gegeben:

$$f_{\text{klass}}(E) \cdot dE = \frac{2}{\sqrt{\pi} \cdot (k \cdot T)^{3/2}} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right) \cdot dE \quad (2.4)$$

Diese gilt für Elektronen mit kinetischen Energien weit unterhalb der Energie äquivalent zu ihrer Ruhmasse:  $m_{\text{el}} \cdot c^2 = 511 \text{ keV}$ . Diese Bedingung ist jedoch für Elektronen in laserinduzierten Plasmen bei hohen Laserintensitäten nicht erfüllt. Daher soll an dieser Stelle

- die relativistisch korrekte Maxwellverteilung im Vergleich dazu dargestellt werden [Jütt11]:

$$f_{\text{relat}}(E) \cdot dE = \frac{(E + m_{\text{el}} \cdot c^2) \cdot \sqrt{E^2 + 2 \cdot E \cdot m_{\text{el}} \cdot c^2}}{k \cdot T \cdot K_2\left(\frac{m_{\text{el}} \cdot c^2}{k \cdot T}\right) \cdot m_{\text{el}}^2 \cdot c^4} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T} - \frac{m_{\text{el}} \cdot c^2}{k \cdot T}\right) \cdot dE \quad (2.5)$$

mit  $K_2(x)$ , der modifizierten Bessel-Funktion zweiter Ordnung.

Bis auf wenige Ausnahmen [Ewald02] findet diese Funktion in der Literatur keine Verwendung, obwohl es sich um die relativistisch korrekte handelt.

Als klassischer Grenzfall, d.h.  $E \ll m_{\text{el}} \cdot c^2$ , ergibt sich Gleichung (2.4).

- Für den extrem relativistischen Grenzfall ( $E \gg m_{\text{el}} \cdot c^2$ ) ergibt sich aus Gleichung (2.5) eine Verteilungsfunktion, die ebenfalls in der Literatur Verwendung findet [Norr99] und daher hier aufgeführt wird:

$$f_{\text{grenz}}(E) \cdot dE = \frac{1}{2 \cdot (k \cdot T)^3} \cdot E^2 \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right) \cdot dE \quad (2.6)$$

- Als weitere Verteilung wird in der Literatur eine modifizierte Maxwellverteilung der folgenden Form genannt:  $f_{\text{mod}}(E) \cdot dE = C \cdot \sqrt{E} \cdot \exp\left\{\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right)^\mu\right\} \cdot dE$  [Lang80], [Matte88], [Ury95], [Por93], und [Four01]. Zur Bestimmung der Normierungskonstanten  $C$  wird aus dem Tabellenwerk von Gradstein und Ryshik [Grad81] Nr. 3.478 verwendet und es ergibt sich:

$$f_{\text{mod}}(E) \cdot dE = \frac{\mu}{(k \cdot T)^{\frac{3}{2 \cdot \mu}} \cdot \Gamma\left(\frac{3}{2 \cdot \mu}\right)} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp\left\{\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right)^\mu\right\} \cdot dE \quad (2.7)$$

mit  $\Gamma$ , der Gamma-Funktion und

$\mu \in (1 .. 2,5)$ , wobei

$\mu = 1,0$  der Grenzfall der klassischen Verteilung und

$\mu = 2,5$  die so genannte super-gauß-förmige Verteilung ist.

Diese Form der Verteilung folgt aus Simulationsrechnungen. Hier zeigt sich, dass das Heizen des Plasmas durch Stoßabsorption, auch inverse Bremsstrahlungs-Absorption (IB) genannt, einen signifikanten Einfluss auf die Form der Verteilung hat. Je stärker das Plasma durch IB geheizt wird, desto größer ergibt sich das  $\mu$  [Matte88]. Obwohl bei den in dieser Arbeit vorhandenen Laserintensitäten davon auszugehen ist, dass Stoßabsorption nicht der dominierende Effekt ist, siehe Abbildung 2-1, wird auch diese Verteilungsfunktion mit berücksichtigt.

- Zuletzt sei noch die sehr häufig in der Literatur verwendete Boltzmann-Verteilung aufgeführt:

$$f_{\text{Boltz}}(E) \cdot dE = \frac{1}{k \cdot T} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right) \cdot dE \quad (2.8)$$

In Abbildung 2-4 sind die in den Gleichungen (2.4) bis (2.8) aufgeführten Verteilungsfunktionen für zwei verschiedene Elektronen-Temperaturen dargestellt. In der Legende ist zur Charakterisierung für jede Verteilung das Verhältnis der mittleren Energie zur Temperatur angegeben. Es ist offensichtlich, dass die Grafen bei Skalierung der Abszisse entsprechend der jeweiligen Elektronen-Temperatur sehr ähnlich sind. Lediglich

die relativistisch korrekte Funktion verändert erwartungsgemäß ihre Form: Bei  $k \cdot T = 100 \text{ keV}$  ähnelt sie sehr der klassischen Maxwellverteilung, bei  $k \cdot T = 1000 \text{ keV}$  der Verteilung für den relativistischen Grenzfall.

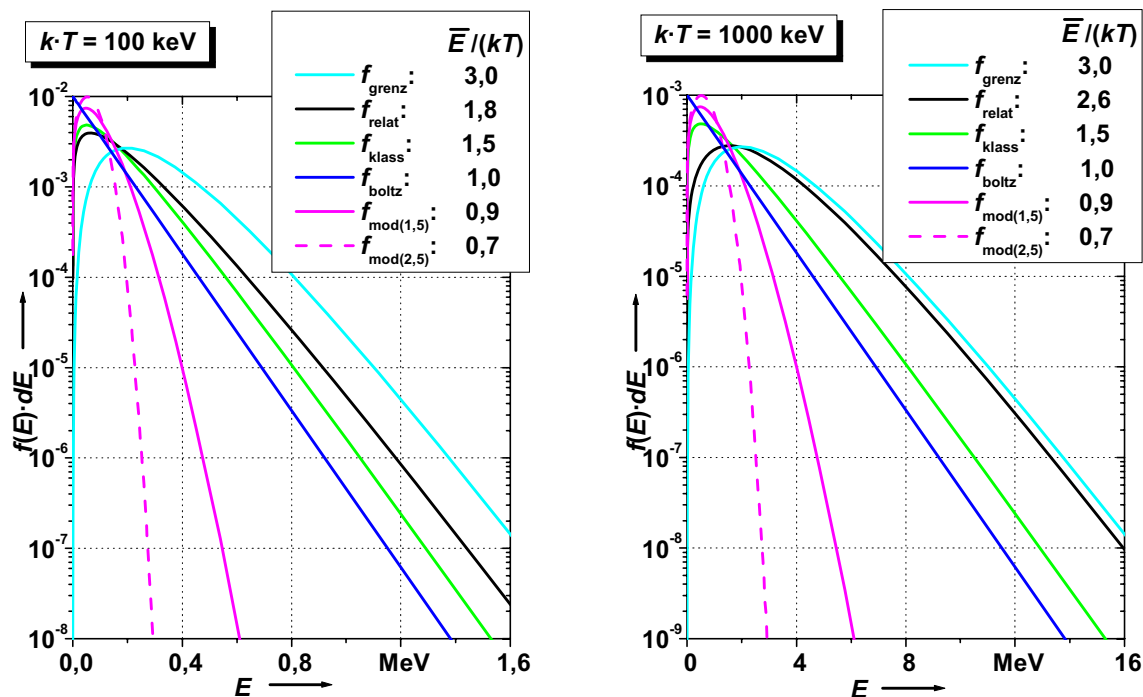


Abbildung 2-4: Unterschiedliche Verteilungsfunktionen für die Elektronen-Temperatur  $k \cdot T = 100 \text{ keV}$  (linke Seite) bzw.  $k \cdot T = 1000 \text{ keV}$  (rechte Seite), je in der Fläche normiert.

Die unterschiedlichen Verteilungsfunktionen werden in der Literatur zum Teil auf Grund von unterschiedlichen Heizmechanismen vorgeschlagen. Darüber hinaus wird die Elektronen-Temperatur zur Charakterisierung von laserinduzierten Spektren verwendet. Daher ist es erstrebenswert, zu bestimmen, welche Verteilungsfunktion mit welcher Temperatur tatsächlich vorhanden ist. Dabei trifft man auf die nachfolgend beschriebene Problematik:

Bei jeder Messung von Elektronenspektren wird lediglich die Form einer Verteilungsfunktion und gegebenenfalls ihre absolute Höhe gemessen. Die Temperatur ist einer direkten Messung nicht zugänglich. Aus diesem Grund ist in Abbildung 2-5 verdeutlicht, dass ein und dasselbe Elektronenspektrum durch die unterschiedlichen Verteilungsfunktionen mehr oder minder gut dargestellt werden kann. Um die Verteilungen möglichst ähnlich zu gestalten, wurden die Temperatur und Normierung modifiziert, siehe Legende in Abbildung 2-5. Nur die modifizierte Maxwell-Verteilung mit  $\mu = 2,5$  kann die vorgegebene Form nicht gut darstellen. Die Schlussfolgerung aus Abbildung 2-5 ist, dass nur durch eine sehr genaue Messung von Elektronenspektren über einen sehr großen Energiebereich eine Aussage darüber getroffen werden kann, welche Verteilungsfunktion und ob überhaupt eine der vorgeschlagenen Funktionen tatsächlich vorhanden ist. Insbesondere

der Bereich niedriger Elektronenenergien muss mit einer möglichst geringen Unsicherheit gemessen werden können<sup>1</sup>. Zur Angabe einer Elektronen-Temperatur muss jedoch eine der Verteilungsfunktionen ausgewählt werden, um diese an gemessene Daten anzupassen. Dazu werden in der Literatur am häufigsten die Boltzmann-Verteilung und die klassische Maxwell-Verteilung verwendet. In dieser Arbeit wird die klassische Maxwell-Verteilung dazu ausgewählt. Der Grund ist, dass diese Temperaturen liefert, die sich ca. 10% unterhalb der Temperaturen durch Anpassung einer Boltzmann-Verteilung ergeben und ca. 10% oberhalb der Temperaturen durch Anpassung einer relativistisch korrekten Verteilung ergeben. Somit liefert die klassische Maxwell-Verteilung Elektronen-Temperaturen, die mit allen Literaturwerten, wie auch immer diese generiert wurden, sinnvoll in Relation gesetzt werden können. In Abschnitt 6.6 wird sich zeigen, dass die in dieser Arbeit gemessenen Elektronenspektren die super-gauß-förmige Verteilung ausschließen können.

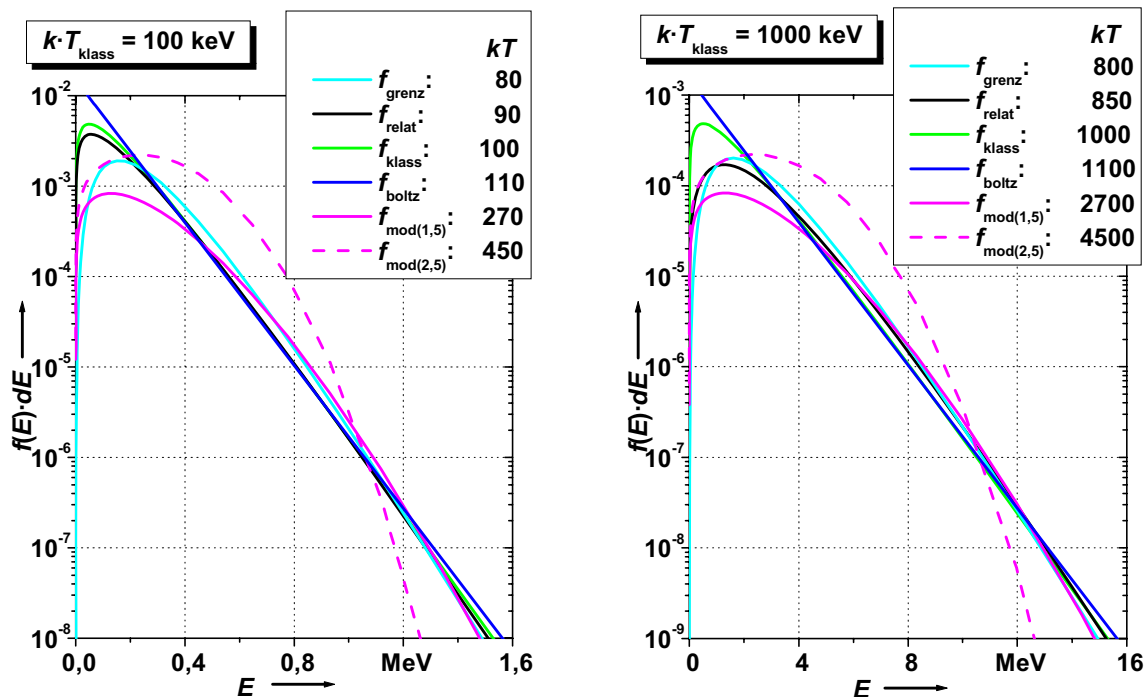


Abbildung 2-5: Die klassische Maxwellverteilung für die Elektronen-Temperatur  $k \cdot T = 100 \text{ keV}$  bzw.  $k \cdot T = 1000 \text{ keV}$  ist durch die meisten anderen Verteilungsfunktionen mit geänderter Temperatur und Normierung gut darstellbar.

<sup>1</sup> Gerade das ist nicht trivial, da niederenergetische Elektronen sehr geringe Eindringtiefen in Materie besitzen: Elektronen mit einer Energie von 100 keV werden bereits in 70  $\mu\text{m}$  Aluminium absorbiert. Somit dürfen etwaige Detektoren nur sehr dünne Schutzabdeckungen besitzen. Diese Forderung steht im Konflikt damit, energetische Ionen von den Detektoren fern zu halten, da diese das Messsignal verfälschen. 70  $\mu\text{m}$  Aluminium sind z.B. nicht ausreichend, um Protonen mit mehr als 3 MeV Teilchenenergie zu stoppen.



### **3 Zielsetzung für die Messung der Strahlungs-Emission aus laserinduzierten Plasmen und Folgerungen für die Messmethode**

Aus den vorherigen Abschnitten geht hervor, dass bei der Betrachtung von laserinduzierten Plasmen die (stark richtungsabhängige) Beschleunigung von Elektronen der wesentliche primäre Effekt im Hinblick auf ionisierende Strahlung ist. Somit ist das Hauptanliegen, deren Emission energie- und winkelabhängig zu vermessen. Für viele Anwendungszwecke, z.B. in der Röntgendiagnostik, ist jedoch die Kenntnis der entstehenden Photonenstrahlung notwendig. Dadurch ist auch die Messung deren energie- und winkelabhängiger Verteilung Ziel dieser Arbeit.

Zunächst seien jedoch die wesentlichen Randbedingungen bei Experimenten mit hochintensiven Laserpulsen, die auf Materie auftreffen, zusammenfassend genannt:

1. Ein gemischtes Strahlungsfeld ionisierender Teilchen wird emittiert (Elektronen, Photonen, Protonen, Ionen und Neutronen).
2. Die Emissionsdauer beträgt etwa 1 Pikosekunde ( $10^{-12}$  s).
3. Ein starker elektro-magnetischer Puls (verursacht durch das entstehende Plasma) begleitet diese Emission der ionisierenden Strahlung. Dieser Puls kann elektrische und elektronische Messgeräte und Bauteile störend beeinflussen.
4. Ebenso wird ein großer Beitrag von sichtbarem und ultraviolettem Licht emittiert.

Diese Punkte müssen bei der Konstruktion des Messgerätes berücksichtigt werden.

Somit muss eine Messmethode für ionisierende Strahlung gewählt werden, die

- (1) Teilchendiskriminierung ermöglicht,
- (2) Energiediskriminierung ermöglicht,
- (3) Winkeldiskriminierung ermöglicht,
- (4) unempfindlich gegenüber starken elektro-magnetischen Störpulsen ist,
- (5) unempfindlich gegenüber ultraviolettem sowie sichtbarem Licht ist und
- (6) unabhängig von den hohen auftretenden Teilchenflussdichten korrekt arbeitet.

Keine existierende Messmethode erfüllt alle diese Eigenschaften aus sich heraus. Die beiden wesentlichen Punkte (1) und (2) werden von Halbleiter-Spektrometern erfüllt. Hier wird die in einem (großen) Halbleiterkristall deponierte Energie jedes einfallenden Teilchens separat detektiert (Impulshöhenanalyse); eine Energiediskriminierung ist somit gewährleistet. Teilchendiskriminierung kann mit Hilfe eines zweiten (sehr dünnen) Detektors vor dem ersten Kristall durch Koinzidenz- und Antikoinzidenzschaltungen der beiden Detektoren erreicht werden. Dadurch werden dicht ionisierende Teilchen (Elektronen, Protonen und Ionen), die in beiden Detektoren ein Signal verursachen, von den Photonen, die meistens nur in dem großen Kristall wechselwirken, unterschieden. Eine

winkelabhängige Messung der Teilchenspektren (Punkt (3)) kann durchgeführt werden, indem eine Vielzahl entsprechender Messsysteme um das Experiment herum aufgebaut wird. Dies bedeutet einen hohen apparativen Aufwand, insbesondere eine große Menge an elektrischen Bauteilen. Diese Bauteile, z.B. Halbleiterkristalle und Elektronik für die Impulshöhenanalyse, müssen sorgfältig gegenüber elektro-magnetischer Störstrahlung abgeschirmt werden (Punkt (4)). Ein quasi unüberwindbares Problem für diese Messmethode bilden jedoch die großen Teilchenflussdichten (Punkt (6)): Die Impulshöhenanalyse eines Teilchens erfordert bei Halbleiterdetektoren ca. 1 Mikrosekunde ( $10^{-6}$  s), bei den schnelleren Szintillatordetektoren ca. 1 Nanosekunde ( $10^{-9}$  s); die Emissionsdauer der gesamten Strahlung beträgt jedoch nur einen Bruchteil dieser Zeitdauer, ca. 1 Pikosekunde ( $10^{-12}$  s). Somit ist die separate Detektion einzelner Teilchen im direkten Strahlungsfeld ausgeschlossen. Es ist möglich, durch Vergrößerung des Abstandes und / oder durch Abschirmung den Teilchenfluss so stark zu verringern, dass maximal ein einziges Teilchen pro Laserpuls detektiert wird. Die gesamte spektrale Verteilung kann dann als Mittelwert aus vielen Einzel-Laserschüssen gebildet werden. Davon unabhängig geht jedoch Information insbesondere im Bereich niedriger Teilchenenergien unwiederbringlich verloren. Aus der Literatur ist jedoch bekannt, dass die Anzahl der emittierte Teilchen mit der Teilchenenergie stark abnimmt. Ein Großteil der Strahlung würde somit nicht von der Messung erfasst werden. Aus diesem Grunde wird eine Messmethode gewählt, die den obigen Punkt (6) besser erfüllt:

Die Punkte (4) und (6) werden von passiven Festkörper-Detektoren zur Messung ionisierender Strahlung erfüllt: Mittels Thermolumineszenz-Detektoren (TLD) kann die in ihnen deponierte Energie (absorbierte Dosis) aller einfallenden Elektronen und Photonen gemessen werden; hierauf wird in Abschnitt 4.1 näher eingegangen. Punkt (5) ist z.B. durch eine dünne Aluminium-Abdeckung der TLDs leicht zu erreichen. Dagegen sind die Punkte (1) und (2) nicht in trivialer Art und Weise umzusetzen. Hier wird ausgenutzt, dass unterschiedliche Teilchen (Teilchenart und -energie) ein stark unterschiedliches Eindringvermögen in Materie besitzen. Somit kann die Teilchen- und Energiediskriminierung durch einen Aufbau von unterschiedlichen Materialien in Stapelform (zur definierten Absorption der Strahlung) und dazwischen positionierten TLDs zur Messung der Strahlungsmenge in der jeweiligen Schichttiefe erreicht werden. Details zur Funktionsweise folgen in Kapitel 4. Durch eine kompakte Bauweise der Stapelanordnung kann das Messgerät hinreichend klein realisiert werden. Dadurch können mehrere Exemplare gleichzeitig in der Nähe des Entstehungsortes der Strahlung eingesetzt werden (Punkt (3)). Somit werden alle Anforderungen erfüllt.

## 4 Aufbau und Funktionsweise des Wenig-Kanal-Spektrometers

### 4.1 Thermolumineszenz-Detektoren (TLD)

Die für diese Arbeit verwendeten Thermolumineszenz-Detektoren (TLDs) sind käuflich erhältliches Standardmaterial, die Handelsbezeichnung lautet „TLD700“. Die Abmessungen betragen 4,5 mm im Durchmesser und 0,6 mm Dicke; Dichte: 2,64 g/cm<sup>3</sup>. Die TLDs bestehen im Wesentlichen aus dem kristallinen Salz Lithiumfluorid: LiF, das mit Mangan und Titan dotiert ist. Durch diese Dotierungen entstehen (im Bändermodell gesprochen) energetische Zwischenniveaus, so genannte Haftstellen. Dadurch ist ionisierende Strahlung in der Lage, im Kristall metastabile Elektronen-Loch-Paare zu erzeugen. Einige dieser Haftstellen sind bei Raumtemperatur über viele Wochen und Monate stabil. Wird der TLD erwärmt, rekombinieren die Elektronen-Loch-Paare. Dabei wird sichtbares und ultraviolettes Licht ausgesandt (siehe Abbildung 4-1).

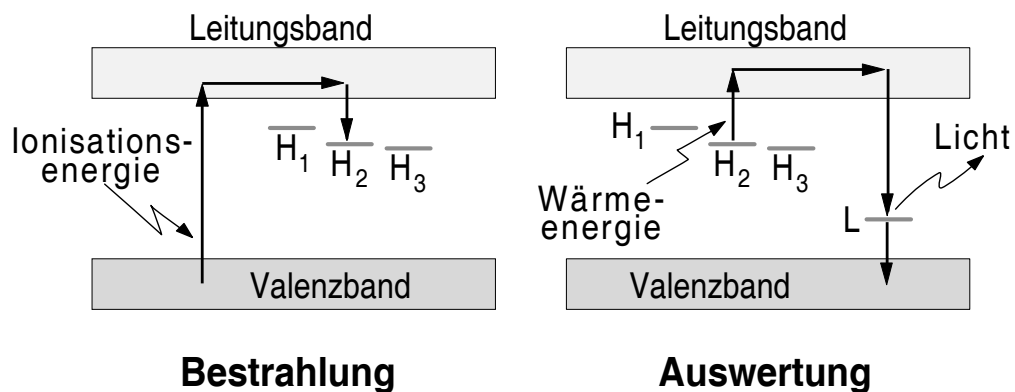


Abbildung 4-1: Funktionsprinzip von TLDs im Bändermodell. Quelle: Dr. P. Ambrosi, PTB Braunschweig, FL 6.31.

Das emittierte Licht wird mit Hilfe eines Photomultipliers in Abhängigkeit der Temperatur des TLD gemessen. Ein typischer Verlauf der Lichtmenge über der Temperatur (Glowkurve) ist in Abbildung 4-2 wiedergegeben. Die emittierte Lichtmenge ist im Idealfall proportional zur verursachenden Strahlungsmenge. Eine gängige Messgröße für die „Menge ionisierender Strahlung“ ist die Energiedosis  $D$ . Sie ist definiert durch den Differenzialquotienten aus der mittleren Energie  $d\bar{\epsilon}$  die durch ionisierende Strahlung auf das Masselement  $dm$  übertragen wird:

$$D = d\bar{\epsilon} / dm \quad (4.1)$$

[DIN6814-3], [Reich90]. Die Energiedosis ist vom Material des Masselements abhängig, somit ist die Materialangabe unerlässlich. Im Folgenden wird stets die Energiedosis in Lithiumfluorid  $D_{\text{LiF}}$ , kurz „Dosis“, benutzt. Die Einheit ist das Gray: 1 Gy = 1 J/kg.

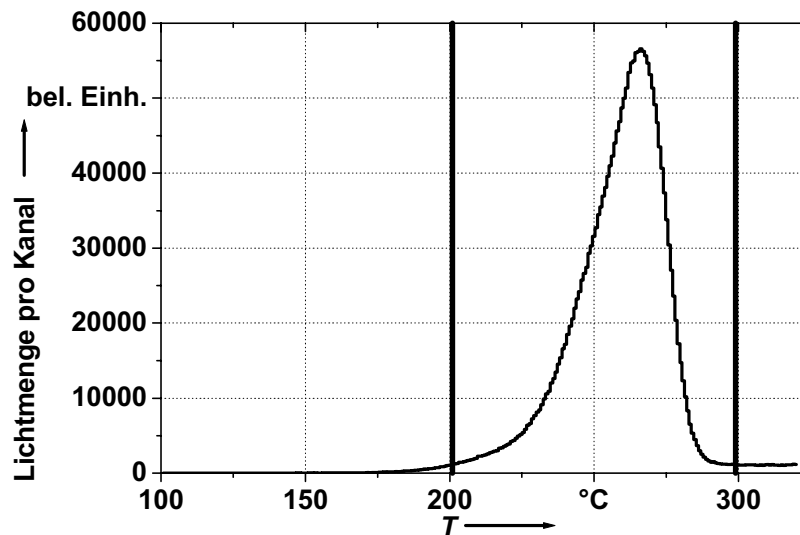


Abbildung 4-2: Typische Glowkurve einer TLD-Auswertung: Gemessene Lichtmenge über der Temperatur am TLD. Zur Dosisermittlung wird die Fläche des Peaks zwischen den beiden senkrechten Linien verwendet.

Bei der Dosismessung mit TLDs ist die thermische Behandlung von besonderer Bedeutung. Um reproduzierbare Ergebnisse zu erlangen, muss stets derselbe Messzyklus angewendet werden. Für die verwendeten TLDs besteht er aus folgenden Teil-Schritten:

1. Regenerierung der TLDs bei 400 °C (Löschen aller Dosisinformation  $\equiv$  Rekombination aller metastabilen Zustände); Temperatur: 400 °C für 1 Stunde; 100 °C für 3 Stunden.
2. Bestrahlung der TLDs mit ionisierender Strahlung  
Dies kann über mehrere Monate hinweg erfolgen.
3. Thermische Vorbehandlung der TLDs für 20 min bei 100 °C, um instabile Elektronen-Loch-Paare zu rekombinieren. Das geschieht direkt vor der Auswertung, Punkt 4.
4. Messung der Glowkurve bis 320 °C; Zeitdauer: ca. 2 Minuten pro TLD.

Details zur TL-Dosimetrie folgen in Abschnitt 7.2 und Anhang I. Allgemeines zu TLD ist der Literatur zu entnehmen [Hor80].

An dieser Stelle wird deutlich, warum die TLDs besonders zur Messung der ultrakurz gepulsten Strahlung geeignet sind: Die Erzeugung und die Detektion des Messsignals sind zeitlich voneinander getrennt, somit ist keine schnelle Messelektronik erforderlich. Die Erzeugung der einzelnen Elektronen-Loch-Paare im Festkörper ist jeweils unabhängig vom Rest des Festkörpers, somit werden auch die extrem hohen auftretenden Dosisleistungen (bis zu  $10^{10}$  Gy/s) korrekt gemessen. Experimentelle Bestätigungen bis  $10^9$  Gy/s sind gegeben [Gor73]. Oberhalb dieser Dosisleistung werden -11% [Gor73] bis -30% [Gold72] Signalverlust bei ca.  $4 \cdot 10^9$  Gy/s berichtet. Die Auswirkungen hiervon sind jedoch praktisch zu vernachlässigen. Die Gründe dafür werden in Abschnitt 7.2.2 genannt.

## 4.2 Das Wenig-Kanal-Spektrometer

In den vorhergehenden Abschnitten wurde dargelegt, dass die Thermolumineszenz-Messtechnik zur Messung der ultrakurz gepulsten Emission ionisierender Strahlung aus lasererzeugten Plasmen geeignet ist. Mit dieser Messtechnik kann jedoch nur die Gesamtdosis der Strahlung bestimmt werden. Zur Teilchen- und Energiediskriminierung wurde das in Abbildung 4-3 dargestellte Wenig-Kanal-Spektrometer entwickelt. Die wesentliche Grundidee ist, dass die Eindringtiefe von Strahlung in das Spektrometer abhängig ist von der Art und Energie der Strahlung. Dieser Sachverhalt wird zur Identifizierung der Strahlungsart und –energie genutzt. Das vorgestellte Spektrometer [Behr02] ist eine Weiterentwicklung eines in der Literatur bereits beschriebenen Messgerätes [Nolte99], [Schnü00], welches jedoch lediglich zur Messung von Photonenstrahlung geeignet war. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messgerät ist es durch einen geänderten Aufbau und durch eine völlig andere Methode der Messdatenauswertung möglich, gleichzeitig Elektronen- und Photonenspektren zu messen und die Präsenz von Protonen und schweren, geladenen Teilchen zu erkennen.

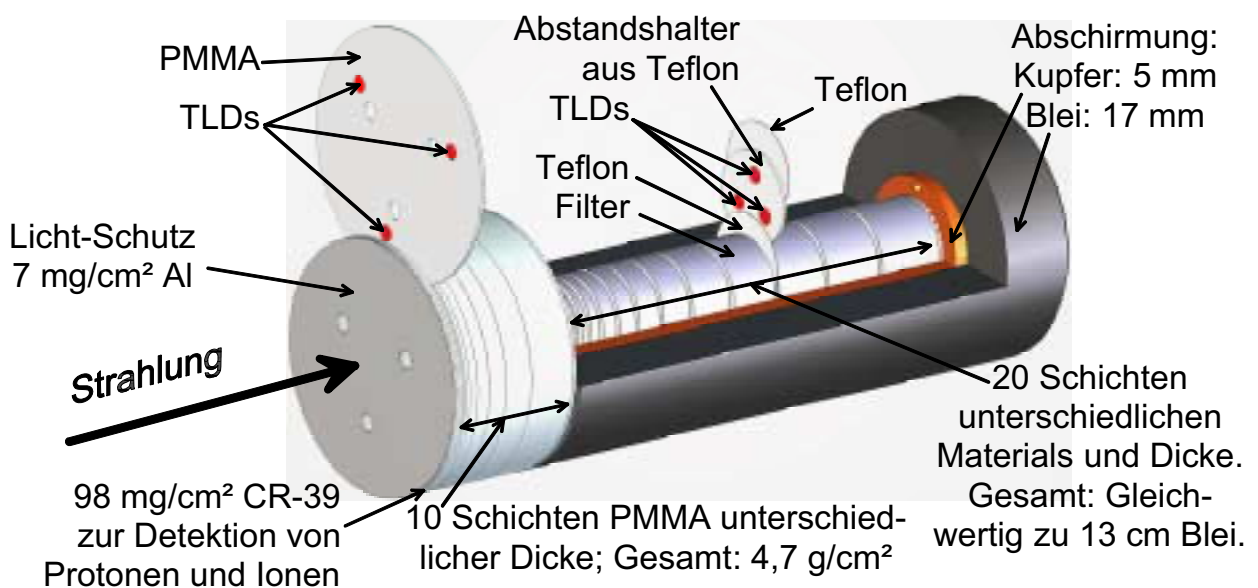
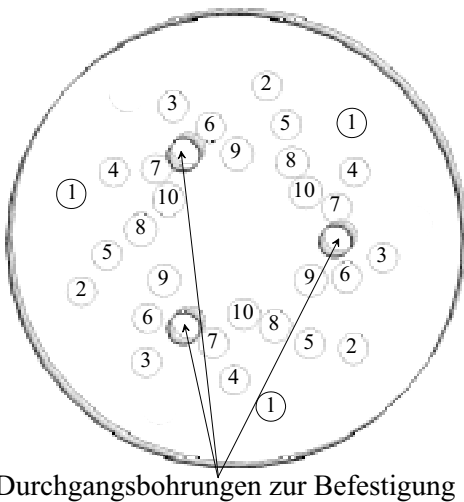


Abbildung 4-3: Aufbau des Wenig-Kanal-Spektrometers. Abmessungen: Länge: 21 cm; Durchmesser: 7 cm; Gewicht: 7 kg. Grafik: B. Pullner, PTB Braunschweig, FL 6.31.

Wie in Abbildung 4-3 ersichtlich, ist das Wenig-Kanal-Spektrometer in unterschiedliche Bereiche aufgeteilt. Vorne befindet sich hinter einer lichtdichten Aluminium-Folie (in der Abbildung ganz links) ein Kernspurdetektor (CR-39) zur Messung von schweren, geladenen Teilchen. Es schließt sich ein Bereich aus PMMA (Polymethyl-Metacrylate) an: Hier sind direkt in den einzelnen PMMA-Scheiben Vertiefungen für die TLDs eingelassen. Die TLD-Positionen sind so angeordnet, dass bei Betrachtung in Strahlungsrichtung kein TLD das andere überdeckt (siehe Abbildung 4-4). Mit den TLDs wird somit die

Dosis im homogenen Umgebungsmaterial PMMA gemessen, ohne dabei die Dosisverteilung durch die TLDs zu beeinflussen. Im Bereich der Metallfilter ist die Anordnung je Filterebene folgendermaßen: Metallfilter, Teflon-Scheibe, Teflon-Abstandshalter mit Bohrungen und drei TLDs, Teflon-Scheibe. Diese Anordnung bewirkt, dass die Dosisberechnung korrekter durchgeführt werden kann als wäre die Teflonumgebung um die TLDs herum nicht vorhanden. Die Gründe hierfür folgen im Abschnitt 5.2.3. Insgesamt erfolgt in 30 verschiedenen Tiefen des Spektrometers mit jeweils drei TLDs in einer Ebene (insgesamt 90 TLDs) eine Dosismessung. Dadurch werden statistische Schwankungen bei der Dosismessung durch Mittelwertbildung verringert. Am Ende dieses Abschnitts befindet sich in Tabelle 4-1 eine detaillierte Auflistung aller Filtermaterialien und Schichtdicken.



*Abbildung 4-4:  
Teilansicht des Spektrometers: PMMA-Scheiben  
in Strahlrichtung betrachtet. Keine TLD-Position  
überdeckt eine andere. Die Nummern bezeichnen  
die TLD-Ebenen in fortschreitender Tiefe. Grafik:  
B. Pullner, PTB Braunschweig, FL 6.31.*

Die unterschiedlichen Bereiche des Gerätes sind für unterschiedliche Strahlungsarten von Bedeutung. Sie werden im Folgenden beschrieben:

- Die Aluminium-Folie schützt die TLDs vor sichtbarem und ultraviolettem Licht. Darüber hinaus bewirkt die Dicke der Folie von  $7 \text{ mg/cm}^2$  ( $= 25 \mu\text{m}$ ), dass Protonen mit Energien bis 1 MeV in der Folie gestoppt werden.
- Protonen und Ionen mit ausreichender Energie, um die Aluminiumfolie zu durchdringen, werden in der Kernspurfolie (CR-39) detektiert. Die Nachweismethode und -empfindlichkeit sind gut bekannt [Luszik96]. Die genannten geladenen Teilchen deponieren ebenfalls, wie Elektronen und Photonen, Energie in den TLDs. Dieser Beitrag zur Dosis kann auf Grund der Messergebnisse der CR-39-Folie abgeschätzt und entsprechend subtrahiert werden. Damit ist sichergestellt, dass die Dosis, die lediglich durch Elektronen und Photonen erzeugt wird, ermittelt werden kann. Nur Protonen mit Energien oberhalb 10 MeV dringen in die erste TLD-Ebene ein.

- Elektronen mit Energien bis zu 300 keV werden in der Aluminium- und CR-39-Folie gestoppt. Dabei produzieren sie einen kleinen Beitrag Bremsstrahlung; dieser wird in den TLDs detektiert.
- Elektronen mit Energien oberhalb 300 keV dringen in den Bereich des PMMA ein und deponieren direkt Energie in den TLDs. Auch diese Elektronen erzeugen Bremsstrahlung. Diese kann in den Bereich der Metall-Filter eindringen, es erfolgt eine Dosiserzeugung in den entsprechenden TLD-Ebenen.
- Photonen mit Energien oberhalb 3 keV erreichen die TLDs im PMMA.
- Photonen mit Energien oberhalb 20 keV erzeugen einen signifikanten Dosisbeitrag in den TLD-Ebenen zwischen den Metall-Filtern.

Die Dosiswerte, die in den TLD-Ebenen gemessen werden, sind somit aus mehreren Einzel-Beiträgen, die von unterschiedlichen Teilchen herrühren, zusammengesetzt. Entsprechend ihren jeweiligen Wechselwirkungs- und Absorptionsmechanismen erzeugen Teilchen unterschiedlicher Art und Energie charakteristische Dosisverteilungen in den TLD-Ebenen. Das bedeutet, dass die Verhältnisse der Dosiswerte in den TLD-Ebenen vom erzeugenden Teilchen abhängen. Dieser Sachverhalt kann ausgenutzt werden, um aus den gemessenen Dosiswerten auf die einfallende Teilchenart und die zugehörige energetische Verteilung der Teilchen (Fluenzspektrum) zu schließen. Dazu ist die Kenntnis der Dosisverteilungen in allen 30 TLD-Ebenen für alle vorkommenden Teilchenarten und -energien notwendig (Ansprech-Matrizen). Diese werden auf rechnerischem Wege bestimmt; die Methode dazu ist in Kapitel 5 beschrieben. Die Ermittlung der Fluenzspektren erfolgt mittels einer (Wenig-Kanal)Entfaltung. Diese ist in Kapitel 6 und Anhang II beschrieben.

*Tabelle 4-1: Übersicht der einzelnen Filtermaterialien und deren Schichtdicken:*

Nummer der TLD-Ebene	Filtermaterial davor	effektive Kernladung $\bar{Z}^1)$	Schichtdicke in mm	Schichtdicke in g/cm <sup>2</sup>
---	Aluminium	13	0,025	0,007
1 (vorne)	CR-39 <sup>2)</sup>	6,2	0,75	0,10
2	PMMA <sup>3)</sup>	5,9	1,0	0,12
3	PMMA	5,9	1,0	0,12
4	PMMA	5,9	1,0	0,12
5	PMMA	5,9	1,9	0,23
6	PMMA	5,9	1,9	0,23
7	PMMA	5,9	4,1	0,49
8	PMMA	5,9	5,9	0,70
9	PMMA	5,9	7,9	0,94
10	PMMA	5,9	14,0	1,66

Fortsetzung der Tabelle 4-1

Nummer der TLD-Ebene	Filtermaterial davor	effektive Kernladung $\bar{Z}$ <sup>1)</sup>	Schichtdicke in mm	Schichtdicke in g/cm <sup>2</sup>
---	PMMA	5,9	1,0	0,12
11	Aluminium	13	0,095	0,026
12	Titan	22	0,10	0,046
13	Eisen	26	0,11	0,083
14	Kupfer	29	0,13	0,11
15	Molybdän	42	0,10	0,10
16	Silber	47	0,14	0,15
17	Zinn	50	0,51	0,37
18	Densimet <sup>4)</sup>	69,9	0,20	0,36
19	Densimet	69,9	0,58	1,0
20	Blei	82	1,45	1,6
21	Densimet	69,9	2,5	4,4
22	Densimet	69,9	4,0	7,0
23	Densimet	69,9	5,0	8,8
24	Densimet	69,9	6,5	11
25	Densimet	69,9	8,5	15
26	Densimet	69,9	12,0	21
27	Densimet	69,9	13,6	24
28	Densimet	69,9	15,1	27
29	Densimet	69,9	16,5	29
30 (hinten)	Densimet	69,9	18,8	33
zum Vergleich	Lithiumfluorid	7,5	0,6	0,16
zum Vergleich Teflon	vor und hinter den TLDs	8,25	0,26	0,057
	Abstandshalter	8,25	1,0	0,23

<sup>1)</sup> Definition gemäß der ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) [ICRU56]:  $\bar{Z} = \frac{\sum (\omega_i \cdot Z_i^2 / A_i)}{\sum (\omega_i \cdot Z_i / A_i)}$  mit dem Gewichtsanteil  $\omega_i$  des Elementes  $i$ , der zugehörigen Kernladung  $Z_i$  und Massenzahl  $A_i$ .  $\bar{Z}$  ist ein nützlicher Parameter für die Beschreibung der Elektronenwechselwirkung des Materials.

<sup>2)</sup> Chemische Zusammensetzung: C<sub>12</sub>O<sub>7</sub>H<sub>18</sub>; PolyAllylDiglycolCarbonat (PADC)

<sup>3)</sup> Chemische Zusammensetzung: C<sub>5</sub>H<sub>8</sub>O<sub>2</sub>; Polymethyl-Metacrylate (PMMA)

<sup>4)</sup> Legierung: 92,5 % (Gewicht) Wolfram (Z = 74); 3,75 % Eisen (Z = 26); 3,75 % Nickel (Z = 28)



## 5 Computersimulation und verifizierende Messungen zur Bestimmung des Ansprechvermögens des Spektrometers

### 5.1 Ansprechvermögen des Wenig-Kanal-Spektrometers

Das Ansprechvermögen  $R$  des Wenig-Kanal-Spektrometers bezüglich ionisierender Strahlung ist definiert als der Quotient der Dosis  $D_i$  in den TLD-Ebenen ( $i = 1..30$ ) und der auf die Frontfläche des Spektrometers einfallenden Teilchenfluenz  $\Phi(E)$  mit der Teilchenenergie  $E$ :

$$R_i(E) = D_i / \Phi(E), i = 1..30 \quad (5.1)$$

Dabei ist die Teilchenfluenz die Anzahl der Teilchen pro Fläche. Wie am Ende von Abschnitt 4.2 beschrieben, muss dieses Ansprechvermögen zur quantitativen Auswertung von Messwerten für alle im Strahlungsfeld vorkommenden Teilchenarten und -energien bekannt sein. Gemäß den ebenfalls in Abschnitt 4.2 beschriebenen Wechselwirkungsmechanismen sind bei Experimenten mit Kurzpulslasern Elektronen und Photonen die Teilchenarten, welche den dominanten Beitrag zur Dosis liefern. Somit muss das Ansprechvermögen für diese beiden Teilchenarten bestimmt werden. Nur Elektronen oberhalb 10 keV und Photonen oberhalb 3 keV dringen so weit in das Spektrometer ein, dass signifikante Dosisbeiträge erzeugt werden. Aus vergleichbaren Experimenten (ultrakurze Laserpulse auf Festkörpertargets) ist bekannt, dass maximale Teilchenenergien im MeV Bereich auftreten [Malka96]. Somit erstreckt sich der relevante Energiebereich von 3 keV bis 100 MeV Teilchenenergie. Dadurch werden alle vorkommenden Teilchenenergien mit Sicherheit berücksichtigt. Zur Bestimmung des Ansprechvermögens gibt es nicht hinreichend viele monoenergetische Strahlungsquellen, um diesen großen Energiebereich abzudecken. Somit ist es notwendig, den Strahlungstransport und die Dosiserzeugung von Elektronen und Photonen im Spektrometer rechnerisch zu simulieren. Das dazu benutzte Computer-Programm-Paket ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

### 5.2 Computerprogramm EGS4 zur Berechnung des Ansprechvermögens

#### 5.2.1 Funktionsprinzip des Programms

Das frei verfügbare Computerprogramm EGS4 [Nelson85], Electron-Gamma-Shower, Ausgabe 4, PC-Version 3.1, wurde zur Simulation des Strahlungstransportes von Elektronen und Photonen im Spektrometer verwendet. Um die Wechselwirkungsmechanismen rechnerisch beschreiben zu können, wird in dem Rechenprogramm in Betracht gezogen, dass das Verhalten von einzelnen Elektronen und Photonen statistisch ist: Der

Wechselwirkungsquerschnitt für ein bestimmtes Ereignis (z.B. der Stoß eines einfallenden Photons mit einem Elektron) ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass dieses Ereignis eintritt. Die Rechen-Methode, die genau diesen Sachverhalt nachempfunden ist, ist die Monte Carlo Methode: Hier wird mittels der bekannten Wechselwirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse und der Generierung von Zufallszahlen der oben beschriebene Sachverhalt simuliert. Das Ergebnis der Simulation eines einzelnen Teilchens, d.h. der Verlauf der Teilchenbahn, ist zufällig, analog zur Realität. Daher muss eine Vielzahl derselben Teilchen simuliert werden, um makroskopisch relevante Ergebnisse d.h. statistisch signifikante Mittelwerte zu erhalten. Eine praktische Auswirkung davon ist: Je kleiner die statistisch bedingte Unsicherheit des Ergebnisses sein soll, desto länger ist die dafür notwendige Rechenzeit.

### **5.2.2 Benutzung des Programms**

Der Standardcode des Programms beinhaltet eine Reihe von Routinen zur Simulation der unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, zusätzliche Routinen in den Standardcode einzubinden. Diese Routinen sind ebenfalls frei verfügbar und deren Beschreibungen sind in der Literatur veröffentlicht. Folgende Programmweiterungen bzw. Optionen des Standardcodes wurden verwendet:

- eine Routine zur Verbesserung des Transportes von niederenergetischen Elektronen: PRESTA [Biela87],
- eine Routine zur Berücksichtigung von Atom-Bindungseffekten bei der Compton-Streuung von Photonen: LSCAT [Namito95],
- eine Routine zur Berücksichtigung der Erzeugung von K- und L-Fluoreszenzphotonen in homogenen Materialien [Hiray96] und zusätzlich die Erzeugung von Fluoreszenz-Photonen in gemischten Materialien, z.B. in Legierungen [Guerra91].
- Eine Option des Standardcodes zur korrekten Beschreibung der Bremsstrahlungserzeugung im Spektrometer wurde ausgewählt. Die Option bewirkt, dass die Wirkungsquerschnitte für das Strahlungsbremsvermögen von Elektronen an diejenigen einer international anerkannten Veröffentlichung [ICRU37] angeglichen sind.

Die wesentliche Hauptaufgabe des Programm-Nutzers ist es, die Geometrie- und Materialinformationen in den Quellcode einzuarbeiten. Dazu können im Programm diverse (unendlich ausgedehnte) Ebenen und (im Radius festgelegte aber unendliche lange) Zylinder definiert werden. Die Ebenen werden durch Angabe der kartesischen Koordinaten und des Normalenvektors im drei-dimensionalen Raum definiert. Die

Zylinder werden durch die Position ihrer Rotationsachse und ihren Radius festgelegt. Die Ebenen und Zylinder müssen so platziert und in den Größen bemessen sein, dass alle Volumenelemente, die aus unterschiedlichen Materialien bestehen, an allen Seiten begrenzt sind. Ein Zylinder und zwei Ebenen senkrecht zu dessen Rotationsachse begrenzen z.B. ein endlich langes zylindrisches Volumenelement. Zur Realisierung der in Abbildung 4-3 dargestellten Skizze des Spektrometers wurden 108 Ebenen und 25 Zylinder definiert. Dadurch ergeben sich 123 voneinander getrennte Regionen. Jeder dieser Regionen müssen einige Parameter zugewiesen werden, z.B. das Material, aus der sie besteht (TLD, Blei, Filtermaterial etc.), ob die Dosis summiert werden soll, aber auch Informationen, wie detailliert der Strahlungstransport berechnet werden soll. Dies ist ein wichtiger Punkt im Hinblick auf die notwendige Rechenzeit. Es ist z.B. ohne Nutzen, ein Elektron mit derart geringer kinetischer Energie in der Rechnung weiterzuverfolgen, wenn es sich in einer so großen Region aufhält, die es auf Grund seiner maximalen Reichweite nicht mehr verlassen kann. Die restliche Teilchenenergie kann in der betreffenden Region durch Summation einer entsprechenden Variablen deponiert werden. Dann kann die Berechnung dieses Elektrons abgebrochen werden und eine Rechenzeiterparnis resultiert. Dieses Vorgehen ist jedoch nur gerechtfertigt, wenn auch die Erzeugung von Bremsstrahlung innerhalb der Region zu vernachlässigen ist. Diese könnte ja sehr wohl die für das Elektron selbst quasi unendlich große Region verlassen. Somit sind sinnvolle Kriterien und entsprechende Parameter für jede Region festzulegen.

### 5.2.3 Details zur Dosis-Berechnung

Der Strahlungstransport von niederenergetischen Elektronen mit EGS4 ist erfahrungsgemäß nicht immer korrekt. Dies gilt insbesondere an Grenzflächen, an denen Materialien mit stark unterschiedlichen Kernladungszahlen  $Z$  aneinandergrenzen. Wird die Dosis in einer Region berechnet, die direkt an eine solche Grenzfläche anschließt, weist die Berechnung häufig Fehler auf. Um diese Fehlerquelle zu umgehen, sind die TLD-Ebenen zwischen den Metall-Filtern auf der Vor- und Rückseite von Teflon-Scheiben umgeben (siehe Abbildung 4-3). Dadurch ist sichergestellt, dass keine Elektronen mit Energien kleiner als 200 keV aus den Metallfiltern in die TLDs eindringen. Das Teflon (Polytetrafluorethylene, PTFE,  $(C_2F_4)_n$ ) ist insbesondere in der dosimetrisch wichtigen Eigenschaft der effektiven Kernladung  $\bar{Z}$ , siehe Anmerkung 1 zu Tabelle 4-1, dem TLD-Material Lithiumfluorid (LiF) sehr ähnlich:  $\bar{Z}_{\text{Teflon}} = 8,25$ ;  $\bar{Z}_{\text{LiF}} = 7,5$  [ICRU56]. Dadurch bewirkt die Teflon-Umgebung um die TLDs herum, dass die Dosimetrie nicht von Grenzflächeneffekten von Materialien mit stark unterschiedlichen Kernladungen  $Z$  bestimmt ist. Das

wäre der Fall, wenn das LiF direkt an den Metallfiltern angrenzen würde.

Die TL-Detektoren im vorderen Teil des Spektrometers sind direkt im PMMA eingebettet. Hier tritt nicht das oben genannte Problem der Grenzflächeneffekte auf, da das PMMA dosimetrisch gesehen hinreichend ähnlich zum LiF ist [ICRU56].

In Abschnitt 4.1 wurde als Messgröße für die Dosis die Energiedosis in Lithiumfluorid  $D_{\text{LiF}}$  eingeführt. Genau diese Messgröße (bzw. deren Wert) wird von EGS4 bestimmt: Es wird die deponierte Energie in einem TLD aus LiF summiert und anschließend durch die Masse der betreffenden Region (des TLDs) dividiert. Damit das Ergebnis unabhängig von der Anzahl der simulierten Teilchen ist, wird die Dosis pro simulierter Teilchenanzahl bestimmt; genauer gesagt die Dosis pro Teilchenfluenz (siehe Abschnitt 5.1).

### 5.3 Überprüfung der Computersimulation in bekannten Strahlungsfeldern

#### 5.3.1 Methode der Überprüfung

Zur Überprüfung der Simulationsergebnisse wurde das Spektrometer in gut bekannten Strahlungsfeldern mit Elektronen und Photonen bestrahlt. Die gewonnenen Messergebnisse wurden mit entsprechenden Simulationsergebnissen verglichen. Die folgende Gleichung setzt die berechnete und das gemessene Ansprechvermögen des Spektrometers für alle 30 TLD-Ebenen in Zusammenhang:

$$\left( \frac{D_i}{\Phi} \right)^{\text{Rechnung}} = \frac{D_i^{\text{TLD-Messung}}}{\Phi_{\text{Dosimetrie und Konv.-koeff.}}} \quad \text{für } i = 1..30 \quad (5.2)$$

Die linke Seite stellt das mit EGS4 berechnete Ansprechvermögen dar.

Die rechte Seite setzt sich aus zwei voneinander unabhängigen Messungen zusammen:

- Die Messung der Dosis  $D_i^{\text{TLD-Messung}}$  erfolgt mittels der TLDs im Spektrometer. Die Kalibrierung der TLDs ist in Anhang I beschrieben.
- Die im Strahlungsfeld vorhandene absolute Teilchenfluenz  $\Phi$  wurde ermittelt, um die gemessene Dosis auf die einfallende Teilchenfluenz zu beziehen. Sie wurde aus der dosimetrischen Vermessung des Strahlungsfeldes und durch Multiplikation mit tabellierten Konversionskoeffizienten bestimmt, Details folgen in den Abschnitten 5.3.2 und 5.3.3.

Durch diesen Vergleich ist sichergestellt, dass

- einerseits das Rechenprogramm an sich inklusive der ausgewählten Programm-Optionen und Programm-Zusätze hinreichend korrekte Rechergegebnisse liefert und andererseits
- keine Fehler in der komplexen Programmierung der Geometrie des Spektrometers enthalten sind.

### 5.3.2 Elektronenstrahlung

Zur definierten Bestrahlung mit Elektronen wurden radioaktive Quellen gemäß ISO [ISO6980] verwendet. Die Strahlungsfelder sind bezüglich der Messgröße Energiedosis in Wasser in der Tiefe 0 mm eines Wasserphantoms  $D_w(0)$  rückführbar auf das entsprechende Primärnormal kalibriert. Die Teilchenfluenz ergibt sich gemäß

$$\Phi = \frac{D_w(0)}{[D_w(0)/\Phi]^{\text{Spektrum}}} \quad (5.3)$$

mit  $[D_w(0)/\Phi]^{\text{Spektrum}}$ , dem Konversionskoeffizienten von Fluenz zu Energiedosis in Wasser an der Oberfläche. Die Werte des Konversionskoeffizienten für monoenergetische Elektronen  $[D_w(0)/\Phi](E)$  sind mit Hilfe der Literatur [ICRU56] zu bestimmen. Diese Werte werden mit der spektralen Fluenz  $\Phi_E(E) = d\Phi(E)/dE = \Phi_E$  (kurz Spektrum) der verwendeten Strahlung gewichtet, um den Mittelwert für das jeweilige Spektrum zu erhalten:

$$[D_w(0)/\Phi]^{\text{Spektrum}} = \int [D_w(0)/\Phi](E) \cdot \Phi_E \cdot dE \quad (5.4)$$

Die spektralen Fluenzen sind in Anlehnung an die ICRU [ICRU56] mit einem Si(Li)-Detektor gemessen [Helm01]. In der Tabelle 5-1 sind die verwendeten Elektronenstrahlungsquellen und deren Eigenschaften aufgeführt. Abbildung 5-1 zeigt den Vergleich von gemessenem und gerechnetem Ansprechvermögen.

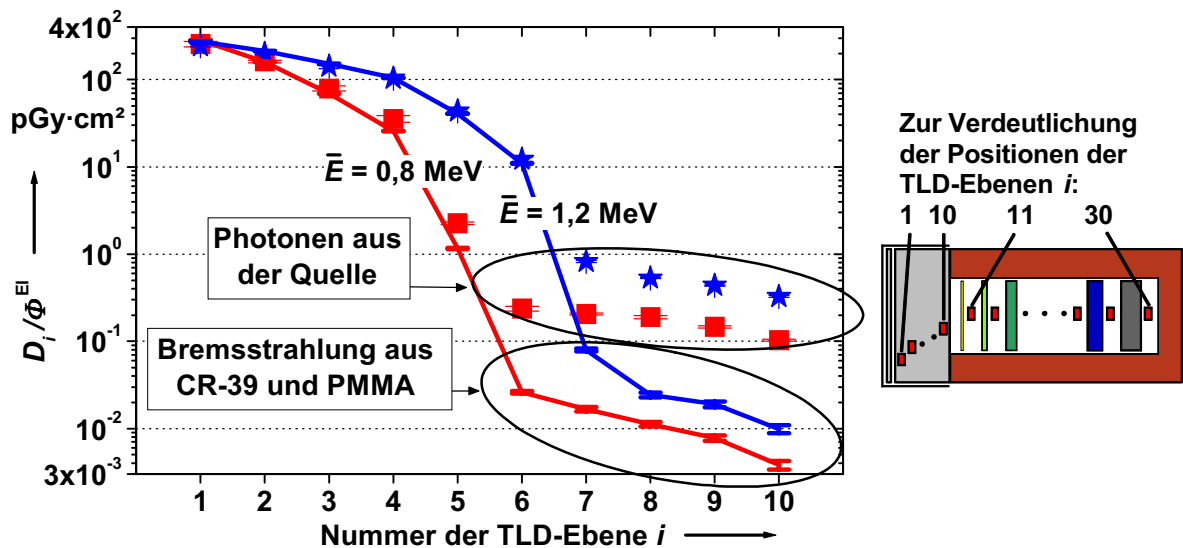


Abbildung 5-1: Ansprechvermögen des Wenig-Kanal-Spektromters in Elektronenstrahlungsfeldern der mittleren Energie  $\bar{E}$ , für die ersten 10 TLD-Ebenen. In den tiefer liegenden TLD-Ebenen sind die Dosisbeiträge verschwindend gering und somit nicht messbar. Vergleich zwischen Rechnung (Linien) und Messung (Symbole). Die Fehlerbalken geben lediglich die Unsicherheit auf Grund statistischer Schwankungen an.

Tabelle 5-1: Strahlungsqualitäten mit Elektronenstrahlung

Nuklid, Strahlungs- qualität	mittlere Elektronen- energie in MeV	maximale Elektronen- energie in MeV	$[D_w(0)/\Phi]^{\text{Spektrum}}$ in pGy·cm <sup>2</sup>	Gamma- Strahlung beim Zerfall	Reichweite der e <sup>-</sup> bis TLD-Ebene
<sup>90</sup> Sr/ <sup>90</sup> Y	0,8	2,3	370	keine	6
<sup>106</sup> Ru/ <sup>106</sup> Rh	1,2	3,5	342	$E_\gamma \leq 1,5 \text{ MeV}$	7

In der Abbildung 5-1 ist zu erkennen, dass die Rechnung und Messung in den vorderen TLD-Ebenen sehr gut übereinstimmen. Das ist bis fast zu der Tiefe im Spektrometer der Fall, in die die Elektronen in das PMMA eindringen; vergleiche dazu die letzte Spalte von Tabelle 5-1. An dieser Stelle sei erneut darauf hingewiesen, dass für die Dosismessung mit den TLDs neben der Kalibrierung im Photonen-Referenz-Strahlungsfeld des Nuklid <sup>137</sup>Cs keine weiteren Normierungsfaktoren angewendet wurden (siehe auch Anhang I). Das bedeutet, dass die Kalibrierung der TLDs mit Photonenstrahlung hinreichend ist, um auch Elektronenstrahlung absolut richtig zu messen.

In den bisher genannten vorderen TLD-Ebenen ist die Dosis in den TLDs im Wesentlichen direkt durch Elektronen aus der Quelle erzeugt. In den tiefer liegenden TLD-Ebenen ist eine starke Diskrepanz zwischen dem gerechneten und gemessenen Ansprechvermögen zu erkennen. Die Ursache dafür ist, dass die Strahlungsquellen keine reinen Elektronenquellen sind. Es ist stets ein kleiner Beitrag an Photonenstrahlung vorhanden: Bremsstrahlung, die in der Quellenhalterung erzeugt wird, und gegebenenfalls Gamma-Strahlung, die von den Nukliden selbst ausgesendet wird (siehe vorletzte Spalte von Tabelle 5-1). Dieser Dosisbeitrag auf Grund von Photonenstrahlung ist lediglich mit „≤ 1%“ bekannt. Diese Aussage wird durch die TLD-Messungen im Spektrometer bestätigt: Die gemessenen Dosiswerte jenseits der Reichweite der Elektronen aus der Quelle (in der 7. bzw. 8. TLD-Ebene für <sup>90</sup>Sr/<sup>90</sup>Y bzw. <sup>106</sup>Ru/<sup>106</sup>Rh) betragen nur noch ca. 0,1% des Wertes in der ersten TLD-Ebene (siehe Kennzeichnung „Photonen aus der Quelle“ in Abbildung 5-1). Die „≤ 1%“-Aussage ist für den üblichen Gebrauch der Quellen für Strahlenschutz Zwecke hinreichend genau, da der Beitrag vernachlässigbar klein ist. Jedoch reicht sie nicht hin, um als Eingangsdaten für eine quantitative Simulation mit EGS4 verwendet zu werden. Darüber hinaus ist die spektrale Verteilung der Photonen nicht genau bekannt. Aus diesen Gründen wurde die Photonenkomponente nicht in die Simulation einbezogen. Es wurde nur die Elektronenstrahlung simuliert. Dadurch tritt bei den berechneten Werten lediglich der Beitrag durch Bremsstrahlung, die im Spektrometer

selbst erzeugt wird, in Erscheinung. Auch dieser Beitrag zur Dosis ist in Abbildung 5-1 gekennzeichnet.

Zur Quantitativen Überprüfung der Erzeugung von Bremsstrahlung im Spektrometer würden reine Elektronenstrahlungsquellen oder solche, bei denen der Photonenanteil genau bekannt ist, benötigt. Diese stehen leider nicht zur Verfügung, daher wird die in der Literatur gezeigte Richtigkeit der Simulation von Bremsstrahlung mit EGS4 zu Rate gezogen:

Faddegon et al. [Fadd90] haben gezeigt, dass im Bereich von 10 MeV bis 30 MeV Elektronenenergie in Aluminium bzw. Blei maximal 11% bzw. 6% Abweichung zwischen der Simulation der integralen Bremsstrahlungsausbeute mit EGS4 und dem Experiment auftritt. Die Form der Bremsspektren stimmt sehr gut mit dem Experiment überein. Die beiden genannten Materialien repräsentieren sowohl den Bereich niedriger sowohl hoher Kernladungszahlen ( $Z = 13$  bzw.  $Z = 82$ ). Darüber hinaus wurde eine nur wenig größere Abweichung bei Beryllium mit  $Z = 4$  (9%) im Vergleich zu Aluminium mit  $Z = 13$  (7%) bei 15 MeV Elektronenenergie festgestellt [Fadd91]. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Simulation der Erzeugung von Bremsstrahlung im Wenig-Kanal-Spektrometer, sowohl im vorderen Bereich des PMMA ( $\bar{Z} = 5,9$ ) als auch im Bereich der Metallfilter, in dem genannten Energiebereich um nicht wesentlich mehr als ca. 10% von der Realität abweicht.

In dem Energiebereich von 0,5 MeV bis 3 MeV ergibt der Vergleich von der mit EGS4 berechneten integralen Bremsstrahlungsausbeute und den tabellierten Werten aus der ICRU [ICRU37] eine Übereinstimmung bis auf 1,6% [Sim92]. Dieser Vergleich wurde für Wasser ( $\bar{Z} = 6,6$ ) durchgeführt. Dessen effektive Kernladung liegt sehr dicht an der von PMMA, somit kann das Ergebnis auf PMMA übertragen werden. Die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung wird von EGS4 für Photonenenergien nahe der Elektronenenergie um ca. einen Faktor zwei zu hoch bestimmt [Sim92]. Da der absolute Beitrag zur Photonenstrahlung im Bereich der Grenzenergie jedoch relativ klein ist (mehr als ein Faktor 10 kleiner als bei der halben Grenzenergie), fällt dieser Defekt bei der Berechnung der integralen Dosis in den einzelnen TLD-Ebenen nicht stark ins Gewicht.

Die Richtigkeit des weiteren Transportes der Bremsstrahlung wird im folgenden Abschnitt gezeigt. Das simulierte Ansprechvermögen für Elektronen kann somit auch in den TLD-Ebenen, in denen der Beitrag durch Bremsstrahlung dominiert, als hinreichend richtig angesehen werden, maximal ca.  $\pm 20\%$  Abweichung von der Realität.

### 5.3.3 Photonenstrahlung

Zur definierten Bestrahlung mit Photonen wurden unterschiedlich erzeugte Strahlungsfelder gemäß ISO und DIN verwendet [ISO4037-1], [ISO4037-2] und [DIN6818-1]. Es handelt sich bei den Strahlungsqualitäten um

- gefilterte Bremsstrahlungsspektren von Röntgenröhren, die wegen der Filterung fast monoenergetisch sind,
- radioaktive Quellen, die praktisch monoenergetische Strahlung emittieren und
- Gamma-Emissionen, die durch Kernreaktionen induziert sind und ebenfalls annähernd monoenergetische Strahlung hervorbringen. Die Kernreaktionen werden durch Bestrahlung von Fluor mit Protonen eines Teilchenbeschleunigers erzeugt.

Somit werden ausschließlich fast monoenergetische Strahlungsfelder verwendet. Dadurch ist die Simulation des Spektrometers für unterschiedliche Energiebereiche getrennt voneinander überprüfbar, anders als bei der Überprüfung mit den Elektronenstrahlungsfeldern, die breite Energieverteilungen aufweisen.

Die Photonen-Strahlungsfelder sind bezüglich der Messgröße Luftkerma  $K_a$  rückführbar auf das entsprechende Primärnormal kalibriert. Die Teilchenfluenz ergibt sich gemäß

$$\Phi = \frac{K_a}{[K_a / \Phi]^{\text{Spektrum}}} \quad (5.5)$$

mit  $[K_a / \Phi]^{\text{Spektrum}}$ , dem Konversionskoeffizienten von Fluenz zu Luftkerma, auch Kermafaktor genannt. Die Werte des Kermafaktors für monoenergetische Photonen  $[K_a / \Phi](E)$  sind der Literatur [ICRU57] zu entnehmen. Diese Werte werden mit der spektralen Fluenz  $\Phi_E$  (Spektrum) der verwendeten Strahlung gewichtet, um den Mittelwert für das jeweilige Spektrum zu erhalten:

$$[K_a / \Phi]^{\text{Spektrum}} = \int [K_a / \Phi](E) \cdot \Phi_E \cdot dE \quad (5.6)$$

Die spektralen Fluenzen sind mit HP-Ge-Detektoren gemessen [Ank99], [Büe99] und daher sehr gut bekannt. In der Tabelle 5-2 sind die verwendeten Photonenstrahlungsquellen und deren Eigenschaften aufgeführt.

Abbildung 5-2 zeigt den Vergleich von gemessenem und gerechnetem Ansprechvermögen für die in Tabelle 5-2 aufgeführten Photonen-Strahlungsqualitäten. Auch hier ist, wie bei der Überprüfung mit Elektronenstrahlung, zu erkennen, dass die Kalibrierung der TLDs im Photonen-Referenz-Strahlungsfeld des Nuklids  $^{137}\text{Cs}$  ausreichend ist: Die Dosiswerte der unterschiedlichen Photonenenergien werden richtig gemessen. Darüber hinaus werden die Verläufe der Dosis mit zunehmender Tiefe im Spektrometer im Wesentlichen durch die Simulation korrekt wiedergegeben.



Tabelle 5-2: Strahlungsqualitäten mit Photonenstrahlung

Strahlungsqualität nach ISO, DIN	Erzeugungsmethode	mittlere Photonenenergie in keV	$[K_a / \Phi]^{\text{Spektrum}}$ in pGy·cm <sup>2</sup>
N-15	Röntgenröhre	12	5,1
B-30	Röntgenröhre	23	1,40
W-60	Röntgenröhre	45	0,41
W-110	Röntgenröhre	79	0,32
W-200	Röntgenröhre	138	0,55
N-300	Röntgenröhre	248	1,10
<sup>137</sup> Cs	Radionuklid	662	3,1
<sup>60</sup> Co	Radionuklid	1250	5,3
R-F	Kernreaktion	6700	11,7

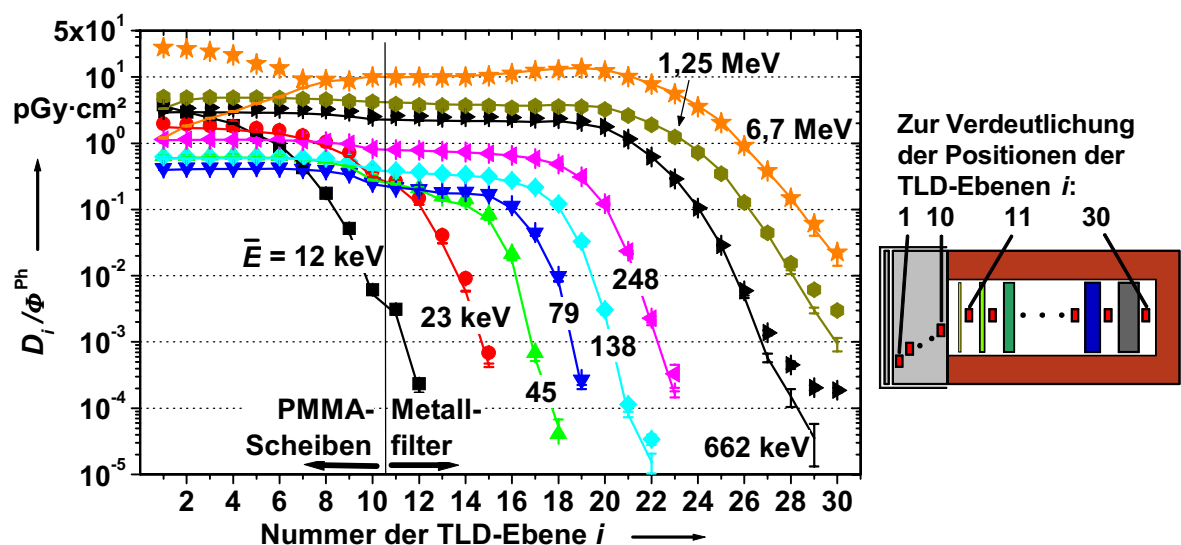


Abbildung 5-2: Ansprechvermögen des Wenig-Kanal-Spektrometers in Photonenstrahlungsfeldern unterschiedlicher mittlerer Energie,  $\bar{E}$ , in Abhängigkeit der TLD-Ebene,  $i$ . Vergleich zwischen Rechnung (Linien) und Messung (Symbole). Die Fehlerbalken geben lediglich die Unsicherheit auf Grund statistischer Schwankungen an.

Lediglich in zwei Bereichen weichen das gemessene und berechnete Ansprechvermögen voneinander ab:

1.: Bei der Strahlungsqualität R-F ( $\bar{E} = 6,7 \text{ MeV}$ ) ist in den vorderen 7 TLD-Ebenen eine systematische Abweichung offensichtlich. Die Ursache liegt darin, dass bei der erzeugenden Kernreaktion auch Elektronen emittiert werden. Diese sind in ihrer Intensität und Energieverteilung nicht genau bekannt und wurden daher nicht in die Simulation mit

EGS4 einbezogen. Bei der üblichen Verwendung des Strahlungsfeldes ist keine genaue Kenntnis über die Elektronenstrahlung notwendig, weil stets eine PMMA-Schicht von 25 mm Dicke zwischen Quelle und zu bestrahlendem Objekt gebracht wird. Diese Schicht bewirkt, dass keine Elektronen aus der Strahlungsquelle den Ort des bestrahlten Objektes erreichen. Es soll eine definierte Photonenstrahlung erzeugt werden. Darüber hinaus stellt sie sicher, dass am Bestrahlungsort Sekundärelektronengleichgewicht besteht<sup>2</sup>. Das ist notwendig, um definierte Bestrahlungs-Bedingungen für Dosismessgeräte zu erzeugen.

2.: Bei Photonenenergien oberhalb 100 keV liegt eine systematische Abweichung des gerechneten vom gemessenen Ansprechvermögens vor: Ist die Dosis in den hinteren TLD-Ebenen kleiner als ein 1000tel der Dosis in den vordersten TLD-Ebenen, so wird stets mehr Dosis gemessen als berechnet. Der Grund ist, dass bei der Simulation kein umgebendes Material um das Spektrometer herum berücksichtigt wurde. Bei der Messung ist jedoch zum einen Luft aber auch Material zur Halterung des Spektrometers vorhanden. Wird dieses Material neben oder hinter dem Spektrometer von der Photonenstrahlung getroffen, so wird ein kleiner Anteil gestreut und durch die seitliche und / oder hintere Abschirmung hindurch in die TLDs eindringen. Wie in Abbildung 5-2 zu erkennen ist, tritt der Effekt nicht bei niederenergetischer Strahlung ( $\bar{E} < 100 \text{ keV}$ ) auf: Die Absorption in der seitlichen und hinteren Abschirmung ist ausreichend stark, um das Eindringen der Strahlung zu verhindern.

Der obige zweite Punkt tritt ebenso bei Messungen in unbekanntem Strahlungsfeldern auf: Die umgebenden Materialien sind möglicherweise bei jeder Messung unterschiedlich, entsprechend auch die Einstreuverhältnisse. Eine gute Abschätzung des durch Einstreuung verursachten Dosisanteils in den TLD-Ebenen wird durch folgende Vorgehensweise erzielt: Sind die gemessenen Dosiswerte der letzten zwei (oder mehr) TLD-Ebenen gleich, so ist dieser Anteil auf Einstreuung zurückzuführen. Er wird von den Dosiswerten aller TLD-Ebenen subtrahiert (siehe auch Abschnitt 7.2.3). Somit wird lediglich der Dosisbeitrag, welcher durch direkte Einstrahlung von vorne in das Spektrometer erzeugt wird, berücksichtigt. Es ist daher ausreichend, zur Datenauswertung das Ansprechvermögen für das Spektrometer im Vakuum zu berechnen.

---

<sup>2</sup> Sekundärelektronen sind Elektronen, die durch die ionisierende Wirkung der (primären) Photonen erzeugt werden. Sekundärelektronengleichgewicht bedeutet, dass die Energie der Elektronen, die in ein Volumenelement am interessierenden Punkt eindringen und absorbiert werden, gleich derer ist, die in diesem Volumenelement produziert werden und wieder austreten.

Damit sind alle vorhandenen Abweichungen zwischen Messung und Berechnung des Ansprechvermögens für Photonenstrahlung erklärbar und ohne Einfluss auf die Auswertung von gemessenen Dosiswerten.

## 5.4 Berechnung der Ansprech-Matrizen für Elektronen und Photonen

### 5.4.1 Wesentliche Eigenschaften der Ansprech-Matrizen des Spektrometers

Gemäß Abschnitt 5.1 ist zur quantitativen Auswertung der Messdaten des Wenig-Kanal-Spektrometers das Ansprechvermögen für Elektronen und Photonen im Energiebereich von 3 keV bis 100 MeV Teilchenenergie zu bestimmen. Es wurde für 53 bzw. 60 Energiegruppen (für Elektronen ab 10 keV Teilchenenergie bzw. für Photonen ab 3 keV Teilchenenergie) für jede der Energiegruppen einzeln berechnet (eine Energiegruppe erstreckt sich z.B. von 1059 keV bis 1259 keV):

$$E_{j+1} = E_j + \Delta E_j \quad (5.7)$$

mit  $j$ , der Nummer der Energiegruppe,

$E_j$  und  $E_{j+1}$ , der unteren bzw. oberen Grenze der Energiegruppe  $j$ ,

$\Delta E_j$ , der jeweiligen Energiekanalbreite.

Dabei berechnen sich die Werte der Energiekanalgrenze mittels folgender Gleichung:

$$E_{j+1} = 1,1885 \cdot E_j \quad (5.8)$$

für  $j = 1 \dots 60$  und mit  $E_1 = 3,0$  keV.

Dadurch ergeben sich auf einer logarithmischen Skala äquidistante Energiegruppen.

Zur Berechnung des Ansprech-Vermögens wurde die Energie des simulierten Teilchens zufällig aus dem Bereich der jeweiligen Energiegruppe ausgewählt. Wegen der Vielzahl der simulierten Teilchen ist damit praktisch jede Energie innerhalb der betrachteten Energiegruppe gleich häufig ausgewählt. Dadurch ist das berechnete Ansprechvermögen für alle Energien innerhalb der Energiegruppe repräsentativ.

Die Abbildung 5-3 bzw. Abbildung 5-4 zeigt das Ansprechvermögen des Spektrometers für Elektronen- bzw. Photonenstrahlung in Abhängigkeit der Teilchenenergie für die 30 TLD-Ebenen. Die Gesamtheit dieser Daten wird im Folgenden „Ansprechmatrix für Elektronen bzw. für Photonen“ genannt. Es sei darauf hingewiesen, dass in beiden Abbildungen eine doppelt-logarithmische Auftragung verwendet ist. Zur Bewahrung der Übersichtlichkeit wurden die Energiegruppen in den Abbildungen nicht kenntlich gemacht. Die Punkte der berechneten Ansprechvermögen sind durch Linien von einer zur nächsten mittleren Energie miteinander verbunden. Im Folgenden werden die charakteristischen Kurvenverläufe der Ansprechvermögen der einzelnen TLD-Ebenen erläutert:

1.: Elektronen-Matrix: In Abbildung 5-3 ist zu erkennen, dass niederenergetische Elektronen bis zu einer Teilchenenergie von 300 keV nur einen sehr kleinen Dosisbeitrag liefern: Sie werden in der vordersten Aluminiumfolie und CR-39-Folie gestoppt und produzieren wenig Bremsstrahlung, welche bis zu den TLD-Ebenen in das Spektrometer eindringt und dort Dosis erzeugt. Elektronen mit Energien oberhalb 300 keV dringen selbst bis zu den TL-Detektoren in das Spektrometer ein und erzeugen sehr große Dosiswerte. Das Ansprechvermögen  $D/\Phi$  steigt mit der Elektronenenergie steil von ca. 0,1 pGy·cm<sup>2</sup> auf über 100 pGy·cm<sup>2</sup> an. Mit weiter steigender Elektronenenergie weisen auch die Ansprechvermögen der weiter hinten im Spektrometer liegenden TLD-Ebenen einen steilen Anstieg auf. Die Ursache ist, dass die Reichweite der Elektronen umso größer ist, je höher ihre Teilchenenergie ist. Die wesentlich weniger steil verlaufenden Kurven unterhalb der steilen Anstiege sind durch die Erzeugung von Bremsstrahlung im vorderen Teil des Spektrometers bestimmt: Diese Bremsstrahlung dringt sehr tief in das Spektrometer ein und erzeugt entsprechende Dosisbeiträge. Die Beiträge steigen mit steigender Elektronenenergie an, da der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Bremsstrahlung mit steigender Elektronenenergie größer wird.

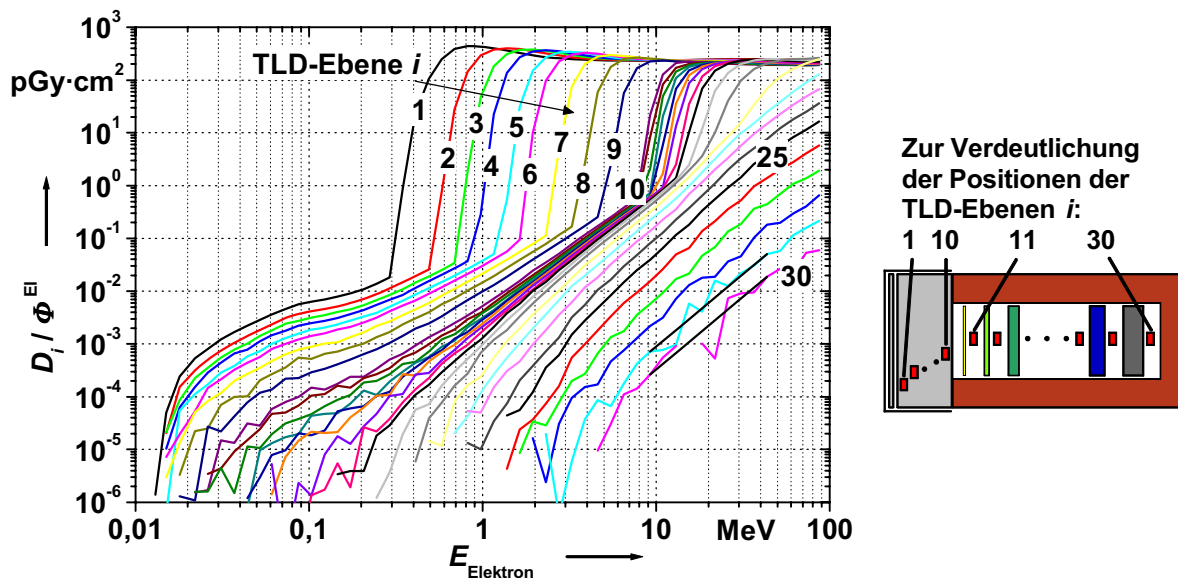


Abbildung 5-3: Ansprechvermögen der 30 TLD-Ebenen des Spektrometers für Elektronen in Abhängigkeit der Teilchenenergie; unterhalb 10 keV ist das Ansprech-Vermögen praktisch gleich Null. Man beachte die doppelt-logarithmische Auftragung. Die Schwankungen bei niedrigen Werten des Ansprechvermögens und in den tief liegenden TLD-Ebenen ( $i > 27$ ) sind statistischen Ursprungs auf Grund mangelnder Rechenzeit. In den TLD-Ebenen 29 und 30 sind die Datenpunkte im Energiebereich von 10 MeV bis 45 MeV durch eine einfache Gerade ersetzt (schwarze Linien).

2.: Photonen-Matrix: Im Vergleich zur Elektronen-Matrix fällt in Abbildung 5-4 am deutlichsten auf, dass keine derart starken Knicke wie in den Kurvenverläufen der Elektronen-Matrix vorhanden sind. Die Ursache ist, dass Photonen, anders als Elektronen, nicht zwei stark unterschiedliche Mechanismen zur Dosiserzeugung aufweisen. Zur Erinnerung: Elektronen produzieren indirekt durch Bremsstrahlung relativ wenig Dosis im Vergleich zur direkten Dosiserzeugung durch Stoßionisation, wenn sie selbst direkt in das TLD-Material eindringen. Die Dosiserzeugung durch Photonen erfolgt hingegen stets über die Erzeugung von Sekundärelektronen<sup>2, Seite 34</sup>. Daher verlaufen die Kurvenverläufe des Ansprechvermögens für Photonen relativ glatt.

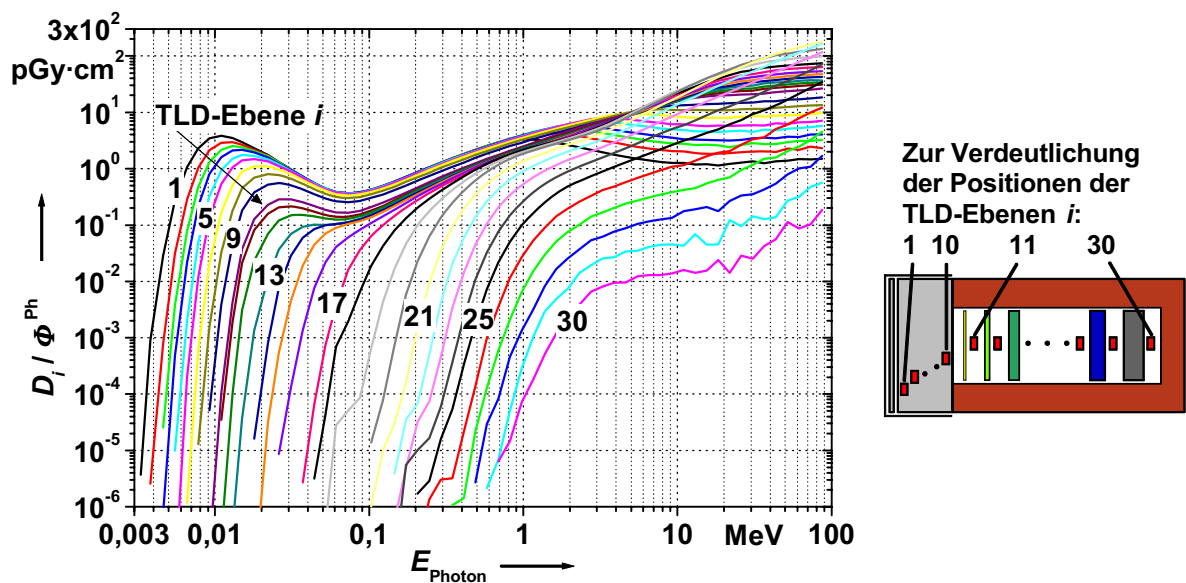


Abbildung 5-4: Ansprechvermögen der 30 TLD-Ebenen des Spektrometers für Photonen in Abhängigkeit der Teilchenenergie. Man beachte die doppelt-logarithmische Auftragung. Die Schwankungen bei niedrigen Werten des Ansprechvermögens und in den tief liegenden TLD-Ebenen ( $i > 27$ ) sind statistischen Ursprungs auf Grund mangelnder Rechenzeit.

Zum Verständnis des Verlaufes der Kurven ist folgende Tatsache notwendig: Photonen besitzen eine gewisse Wahrscheinlichkeit, Material ohne jegliche Wechselwirkung zu durchdringen. Diese Wahrscheinlichkeit ist bis zu einer Energie, die etwas größer als die Energie der K-Kante des Materials<sup>3</sup> ist, um so größer, je größer die Energie der Photonen ist. Eine Folge davon ist, dass das Ansprechvermögen der ersten TLD-Ebenen mit steigender Photonenenergie bis ca. 5 pGy·cm<sup>2</sup> bei etwa 10 keV ansteigt. Mit weiter

<sup>3</sup> Die Energie der K-Absorptions-Kante,  $E_K$ , eines Materials ist gleich der Energie, die benötigt wird, um ein Elektron aus der K-Schale des betreffenden Materials zu ionisieren. Sie ist quadratisch von der Kernladung  $Z$  des Materials abhängig und hat in etwa den Zahlenwert  $E_K \approx 0,01 \cdot Z^2$  keV

steigender Energie dringen die Photonen in die tiefer im Spektrometer gelegenen TLD-Ebenen ein, somit steigt auch deren Ansprechvermögen mit der Photonenenergie an. Bei der Photonenenergie um 70 keV herum ist im Kurvenverlauf ein deutlicher Bogen nach unten zu erkennen, bevor die Kurven bei noch höheren Photonenenergien wieder ansteigen. Hier spiegelt sich der Verlauf des Konversionskoeffizienten von Fluenz zu Dosis wider, siehe auch letzte Spalte der Tabelle 5-2. Das Ansprechvermögen (Dosis pro Fluenz) ist in den vordersten TLD-Ebenen allein durch den genannten Konversionskoeffizienten bestimmt. Zu noch höheren Photonenenergien hin (oberhalb 3 MeV) verlaufen die hinteren TLD-Ebenen parallel zueinander. Hier macht sich die Tatsache bemerkbar, dass der Wechselwirkungsquerschnitt etwas oberhalb der Energie der oben genannten K-Kante fast energieunabhängig wird. Der Anstieg der Kurven ist wiederum auf den mit der Photonenenergie ansteigenden Konversionskoeffizienten zurückzuführen. Die Kurven der vordersten TLD-Ebenen folgen diesem Anstieg in diesem Energiebereich nicht weiter, sie verlaufen annähernd horizontal. Die Ursache ist, dass die hochenergetischen Photonen in den (dünnen) Materialschichten, die vor diesen ersten TLD-Ebenen liegen, nur sehr wenig Sekundärteilchen erzeugen. Der so genannte Dosis-Aufbaueffekt ist nicht abgeschlossen. In anderen Worten: Wegen der hohen Teilchenenergie der Photonen durchdringen sie die vordersten Schichten des Spektrometer fast ohne Wechselwirkung. Somit wird auch fast keine Dosis erzeugt.

Die genannten Prozesse führen dazu, dass die Verhältnisse der Dosiswerte in den TLD-Ebenen von der Art und Energie der einfallenden Teilchen abhängen (s.a. Ende von Abschnitt 4.2). Da die Ordinate in Abbildung 5-3 und Abbildung 5-4 logarithmisch ist, ist der vertikale Abstand der Kurven zueinander ein Maß für den Quotienten der jeweiligen Werte der Kurven. Das bedeutet, bei Kurven, die nicht parallel verlaufen, ändert sich das Verhältnis der Dosiswerte mit der Teilchenenergie. Im Umkehrschluss kann von den Verhältnissen der Dosiswerte auf die Teilchenenergie und –art geschlossen werden. Genau dieser Sachverhalt wird bei der Auswertung gemessener Dosiswerte genutzt, um spektrale Informationen zu erhalten. Die Details zur Auswertung folgen in Kapitel 6 und Anhang II. Zuvor werden jedoch im folgenden Abschnitt einige Details zur Berechnung der Ansprech-Matrizen dargelegt, die zum Teil auch für ein besseres Verständnis und für die korrekte Anwendung des Auswerteverfahrens von Nutzern sind.

#### **5.4.2 Randbedingungen bei der Berechnung der Ansprech-Matrizen**

##### **Geometrische Anordnung in der Simulation:**

Die erste Hauptanwendung des Spektrometers ist die Vermessung der Strahlungsemission von laserinduzierten Plasmen. Bei diesen Strahlungsquellen handelt es sich um

praktisch punktförmige Emissionsgebiete: Die Ausmaße betragen wenige Mikrometer im Durchmesser. Die laserinduzierten Plasmen werden in Vakuumkammern erzeugt, deren innere Abmessungen sich üblicherweise im Bereich von maximal einem Meter bewegen. Somit werden die Spektrometer während der Bestrahlungen einen Abstand zur Strahlungsquelle besitzen, welcher mit ihrer eigenen Ausdehnung (21 cm Länge) vergleichbar ist. Aus diesem Grund ist es notwendig, das Ansprechvermögen für die im Experiment vorhandene Geometrie des divergenten Strahlenbündels mit dem jeweiligen Abstand zu bestimmen. Der mittlere Abstand des Spektrometers von der Strahlungsquelle betrug bei den Experimenten ca. 18 cm. Somit wurde das Ansprechvermögen für diesen Abstand in Vakuum berechnet. Anschließend wurde das Ansprechvermögen gemäß dem quadratischen Abstandsgesetz auf den tatsächlichen Abstand jedes einzelnen Spektrometers korrigiert. Dazu dient die folgende Gleichung:

$$R_i(d) = R_i(d_0) \cdot \frac{d^2/(d+t_i)^2}{(d_0)^2/(d_0+t_i)^2} \quad (5.9)$$

mit  $R_i(d)$ , dem Ansprechvermögen der TLD-Ebene  $i$  beim Abstand  $d$  der Frontfläche des Spektrometers von der Strahlungsquelle,  
 $R_i(d_0)$ , dem mit EGS4 berechneten Ansprechvermögen der TLD-Ebene  $i$  für einen Abstand von  $d_0 = 18$  cm und  
 $t_i$ , dem Abstand der Mitte der TLD-Ebene  $i$  von der Frontfläche des Spektrometers.

Die Gültigkeit der Gleichung (5.9) wurde sowohl rechnerisch als auch experimentell für den großen Bereich des Korrektionsabstandes  $d$  von 12 cm bis 100 cm bestätigt:

1.: Rechnerische Bestätigung: Neben dem Ansprechvermögen für einen Abstand von 18 cm wurde auch das Ansprechvermögen für 12 cm berechnet. Beide Werte wurden auf den jeweils anderen Abstand gemäß Gleichung (5.9) korrigiert und mit den direkt mit EGS4 berechneten Werten verglichen. Im Rahmen der statistischen Schwankungen ergab sich praktisch keine Abweichung der so verglichenen Werte.

2.: Experimentelle Bestätigung: Es wurde das für 18 cm berechnete Ansprechvermögen auf einen Abstand von 100 cm korrigiert und mit einer entsprechenden Messung einer Röntgenstrahlungsqualität verglichen. Auch hier ergab sich im Rahmen der statistischen Schwankungen keine systematische Abweichung der beiden Werte.

#### **Wertebereich des Ansprechvermögens:**

Das Ansprechvermögen  $R$  wurde für den großen Wertebereich von ca.  $10^{-6}$  pGy·cm<sup>2</sup> bis  $10^2$  pGy·cm<sup>2</sup> berechnet, das entspricht acht Größenordnungen. Insbesondere die niedrigen Ansprechvermögen waren nur mit relativ hohem zeitlichen Rechenaufwand, insgesamt ca. sieben Jahre CPU-Zeit auf PIII-800 MHz PCs, zu bestimmen. Der Grund

ist, dass ein niedriges Ansprechvermögen bedeutet, dass nur sehr wenig der simulierten Teilchen bis in die entsprechenden TLD-Ebenen vordringen. Entsprechend viele Teilchenbahnen müssen simuliert werden, um statistisch signifikante Dosiswerte zu erhalten. Die Notwendigkeit für den hohen Rechenaufwand ist gegeben, weil nur so auch Dosisbeiträge von Teilchenfluenzen, die sehr stark mit der Teilchenenergie variieren, korrekt mit der Ansprech-Matrix erfasst werden können. Zur Verdeutlichung dient die Abbildung 5-5 und Abbildung 5-6. Anders als in der grafischen Darstellung der Ansprech-Matrizen (Abbildung 5-3 und Abbildung 5-4) sind die Energiegruppen in diesen Abbildungen kenntlich gemacht. Es ist jeweils die Dosis pro Energiegruppe aufgetragen, die durch ein Fluenzspektrum, welches mit der Energie exponentiell abfällt, erzeugt wird. Die zugrunde liegenden exponentiell abfallenden Fluenzspektren werden durch die Gleichung der Form

$$\Phi_E(E) = \Phi^0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right) \quad (5.10)$$

dargestellt. Es bedeuten

$\Phi_E(E)$ , die spektrale Teilchenfluenz in Abhängigkeit der Teilchenenergie  $E$ ,

$\Phi^0$ , eine konstante Amplitude und

$1/(k \cdot T)$ , die negative Steigung des Logarithmus der Funktion  $\Phi_E(E)$ . Dabei ist  $k$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die so genannte thermodynamische Temperatur des Spektrums. Je niedriger die Temperatur gewählt ist, desto steiler ist der Abfall des Fluenzspektrums.

Die Auftragung in der Abbildung 5-5 und Abbildung 5-6 macht deutlich, welche Energiebereiche des jeweiligen Teilchenspektrums in welchen TLD-Ebenen den dominierenden Beitrag zur Dosis liefern. Die Summe aller Einzelpunkte einer Kurve ist gleich der Gesamtdosis für die jeweilige TLD-Ebene.

Für die gezeigten Beispiele wurde die Temperatur der Teilchenspektren so gewählt, dass die hochenergetischen Teilchen signifikante Dosisbeiträge aus dem Bereich der jeweiligen Ansprech-Matrix liefern, welcher das kleinste Ansprechvermögen (um  $10^{-6}$  pGy·cm<sup>2</sup>) aufweist. Dies gilt insbesondere für die hinteren TLD-Ebenen ( $i = 27 \dots 30$ ). Die Temperaturen betragen 1000 keV bzw. 100 keV für die Elektronen- bzw. Photonenfluenz. Das bedeutet, bei niedrigeren Temperaturen ist der berechnete Wertebereich der Ansprech-Matrizen nicht mehr ausreichend, um die Dosiswerte aller (insbesondere der hinteren) TLD-Ebenen korrekt zu bestimmen. Diese Tatsache ist bei der Auswertung von Messdaten zu berücksichtigen, um fehlerhafte Auswertungen zu vermeiden.



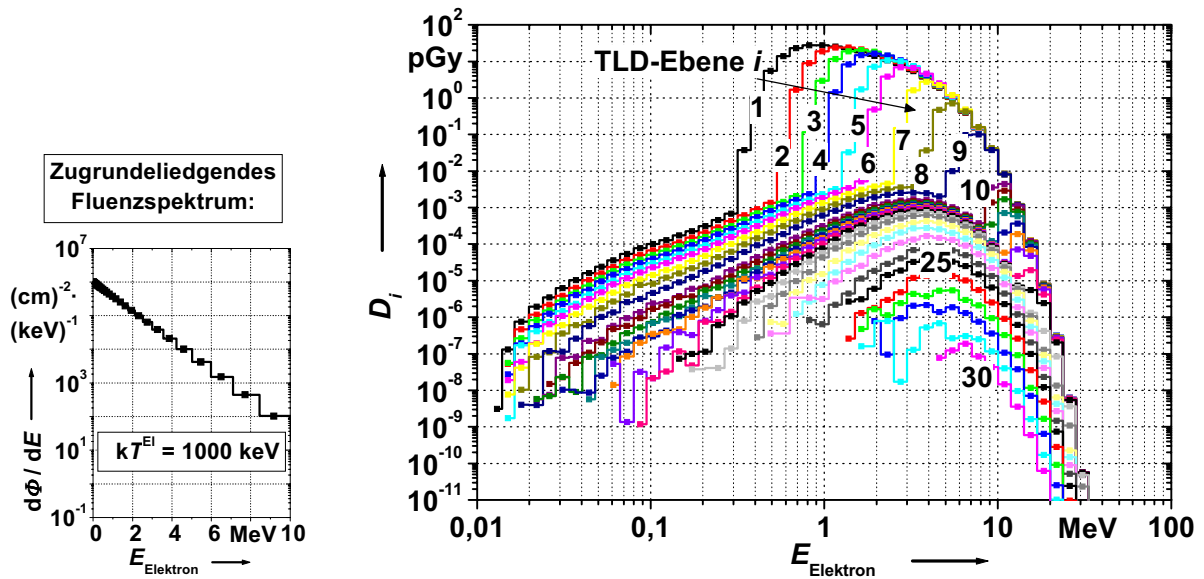


Abbildung 5-5: Dosis pro Energiekanal durch ein exponentiell mit der Energie abfallendes Elektronenspektrum; Temperatur des zugrunde liegenden Spektrums, linker Bildteil:  $T = 1000 \text{ keV}$ , siehe Gleichung (5.10).

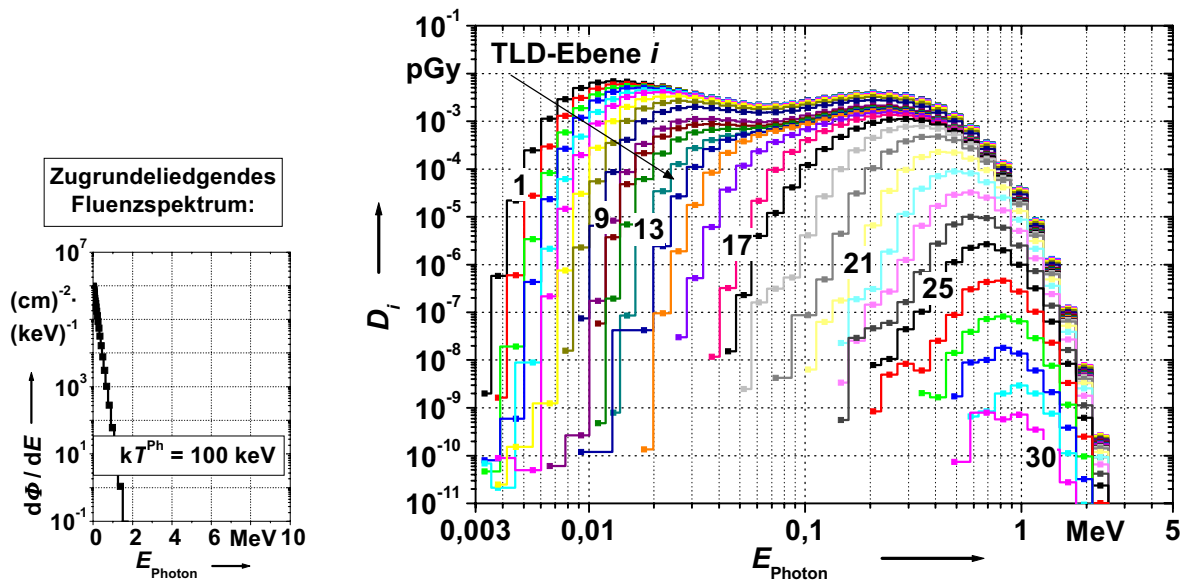


Abbildung 5-6: Dosis pro Energiekanal durch ein exponentiell mit der Energie abfallendes Photonenspektrum; Temperatur des zugrunde liegenden Spektrums, linker Bildteil:  $T = 100 \text{ keV}$ , siehe Gleichung (5.10). Zur besseren Vergleichbarkeit wurde das zugrunde liegende Fluenzspektrum mit denselben Achsenbereichen wie in Abbildung 5-5 dargestellt.

## 6 Entfaltung von Fluenzspektren

### 6.1 Matrixgleichung für den Zusammenhang zwischen Fluenz und Dosis

In Abschnitt 4.2 sind die unterschiedlichen Mechanismen zur Erzeugung von Dosis in den TLD-Ebenen beschrieben. Mathematisch gesehen handelt es sich bei diesem Zusammenhang um die Transformation von einem Raum (Raum der Teilchenfluenzen von Elektronen und Photonen) in einen anderen Raum (Raum der Dosiswerte in den  $N = 30$  TLD-Ebenen des Wenig-Kanal-Spektrometers). Die Transformationsmatrix ist die im vorhergehenden Kapitel 5 beschriebene Ansprech-Matrix des Spektrometers. Der Raum der Teilchenfluenzen ist ein stetiger Raum, der der Dosiswerte ist mit seinen 30 Elementen diskret. Somit ist der physikalische Zusammenhang für eine einzelne TLD-Ebene  $i$  durch die folgende Gleichung zu beschreiben:

$$D_i = \int_{E=0}^{E=\infty} R_i(E) \cdot \Phi_E(E) \cdot dE \quad (6.1)$$

mit  $D_i$ , Dosis in der TLD-Ebene  $i$ ,

$R_i(E)$ , dem Ansprechvermögen der TLD-Ebene  $i$  für Teilchen der Energie  $E$ , siehe Gleichung (5.1), und

$\Phi_E(E) = d\Phi(E)/dE$ , der spektralen Teilchenfluenz.

Die rechte Seite von Gleichung (6.1) ist die Multiplikation der spektralen Fluenz mit dem Ansprechvermögen des Spektrometers. Das Ergebnis sind die Dosiswerte in den TLD-Ebenen. Die Zurückrechnung dieser Multiplikation ist die Entfaltung und wird im folgenden Abschnitt 6.2 erläutert.

Durch Diskretisierung der Teilchenenergie  $E$  in  $M = 60$  Energiegruppen ergibt sich aus Gleichung (6.1)

$$D_i = \sum_{j=1}^M R_{i,j} \cdot \Phi_j \quad (6.2)$$

mit  $j$ , der Nummer der jeweiligen Energiegruppe, siehe Gleichung (5.7) und

$\Phi_j = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \Phi_E(E) \cdot dE / \Delta E_j$ , der mittleren spektralen Teilchenfluenz in der Energiegruppe  $j$ , kurz spektrale Gruppenfluenz genannt,

mit  $\Delta E_j$ , der Breite des Energiekanals  $j$ ; siehe Gleichung (5.8).

Diese Gleichung kann für alle TLD-Ebenen  $i$  gleichzeitig in Form der folgenden Matrix-Gleichung dargestellt werden:

$$\vec{D} = \mathbf{R} \cdot \vec{\Phi} \quad (6.3)$$

mit  $\bar{D} = \begin{pmatrix} D_1 \\ \vdots \\ D_N \end{pmatrix}$  dem Spaltenvektoren der Dosiswerte in den TLD-Ebenen,

$\bar{\Phi} = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \vdots \\ \Phi_M \end{pmatrix}$ , dem Spaltenvektoren der spektralen Teilchenfluenzen für die Energie-

gruppen (Gruppenfluenzen) und

$R = \begin{pmatrix} R_{1,1} & \cdots & R_{1,M} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ R_{N,1} & \cdots & R_{N,M} \end{pmatrix}$ , der Ansprech-Matrix mit den Elementen  $R_{i,j} = D_i / \Phi_j$ .

Die obige Gleichung (6.3) gilt für eine Teilchenart. In gemischten Strahlungsfeldern muss die Summe der Beiträge aller vorhandenen Strahlungsarten (hier Elektronen und Photonen) gebildet werden, somit ergibt sich

$$\bar{D} = R^{El} \bullet \bar{\Phi}^{El} + R^{Ph} \bullet \bar{\Phi}^{Ph} \quad (6.4)$$

mit  $R^{El}$  und  $\bar{\Phi}^{El}$  der Ansprech-Matrix und die spektrale Fluenz für Elektronen und  $R^{Ph}$  und  $\bar{\Phi}^{Ph}$  der Ansprech-Matrix und die spektrale Fluenz für Photonen.

In skalarer Schreibweise entspricht Gleichung (6.4) der folgenden Gleichung:

$$D_i = \sum_{j=1}^M R_{i,j}^{El} \cdot \Phi_j^{El} + \sum_{j=1}^M R_{i,j}^{Ph} \cdot \Phi_j^{Ph} \quad (6.5)$$

für  $i = 1 \dots N$  TLD-Ebenen.

## 6.2 Wenigkanalentfaltung

Wie oben erwähnt, sind die Ansprech-Matrizen  $R^{El}$  und  $R^{Ph}$  bekannt. Somit sind bei gegebenen Fluenzen  $\bar{\Phi}^{El}$  und  $\bar{\Phi}^{Ph}$  die Dosiswerte  $\bar{D}$  eindeutig bestimmt und lassen sich mittels Gleichung (6.5) berechnen. Im Gegensatz dazu sind bei einer Messung mit dem Wenig-Kanal-Spektrometer in einem unbekanntem Strahlungsfeld  $\bar{\Phi}^{El}$  und  $\bar{\Phi}^{Ph}$  nicht bekannt, es werden lediglich die Dosiswerte  $\bar{D}$  gemessen. An dieser Stelle ist es der Klarheit halber sinnvoll, zwischen den gemessenen Dosiswerten, im Folgenden mit  $\bar{D}^{mess}$  bezeichnet, und den mittels Gleichung (6.5) berechneten Dosiswerten, im Folgenden mit  $\bar{D}^{rech}$  bezeichnet, zu unterscheiden. Es besteht somit die Aufgabe, aus den gemessenen Dosiswerten  $\bar{D}^{mess}$  und den berechneten Ansprech-Matrizen  $R^{El}$  und  $R^{Ph}$  die unbekanntenen Teilchenfluenzen  $\bar{\Phi}^{El}$  und  $\bar{\Phi}^{Ph}$  so zu bestimmen, dass das Gleichungssystem

$$D_i^{mess} \stackrel{!}{=} D_i^{rech} = \sum_{j=1}^M R_{i,j}^{El} \cdot \Phi_j^{El} + \sum_{j=1}^M R_{i,j}^{Ph} \cdot \Phi_j^{Ph} \quad (6.6)$$

für  $i = 1 \dots N$  erfüllt ist. Das entspricht der Rückrechnung der Gleichung (6.1) bzw. letztendlich (6.5), die so genannte Entfaltung. Die Anzahl der gemessenen Dosiswerte ist  $N = 30$  (Anzahl der TLD-Ebenen) und somit deutlich kleiner als die Anzahl der Gruppenfluenzen,  $2 \cdot M = 120$ : jeweils 60 für Elektronen ( $\Phi_j^{\text{El}}$ ) und Photonen ( $\Phi_j^{\text{Ph}}$ )<sup>4</sup>. Somit ist das Gleichungssystem (6.6) mathematisch unterbestimmt, d.h. es gibt mehr als eine Kombination von Gruppenfluenzen  $\Phi_j^{\text{El}}$  und  $\Phi_j^{\text{Ph}}$ , die die Gleichung bei gegebenen Dosiswerten und Ansprech-Matrizen erfüllt.

Auf Grund von unvermeidbar vorhandenen Unsicherheiten, z.B. bei der Dosismessung der  $D_i^{\text{mess}}$  oder der Bestimmung der Ansprechmatrizen  $R_{i,j}$ , wird Gleichung (6.6) nie exakt erfüllt. Als Maß für die Abweichung der  $D_i^{\text{mess}}$  von den  $D_i^{\text{rech}}$  wird üblicherweise die Größe

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{(D_i^{\text{mess}} - D_i^{\text{rech}})^2}{u^2(D_i^{\text{mess}})}$$

eingeführt, auch chi-Quadrat pro Freiheitsgrad genannt

[Mat94]. Dabei ist  $u(D_i^{\text{mess}})$  die Standardmessunsicherheit der gemessenen Dosiswerte und  $N$  die Anzahl der unabhängigen Messwerte, hier 30. Bei vielen Auswerteverfahren werden die gesuchten Werte, hier die Gruppenfluenzen  $\Phi_j^{\text{El}}$  und  $\Phi_j^{\text{Ph}}$ , so gewählt, dass  $\chi^2$  minimal bzw. etwa 1,0 ist: Methode der kleinsten Quadrate. Diese Werte werden häufig als optimale Lösung interpretiert. Verschiedene Auswerteverfahren unterscheiden sich in der Art und Weise, wie die gesuchten Werte modifiziert werden, um die optimalen Lösungen zu finden. Der hier benutzte Algorithmus geht darüber hinaus und wird in Abschnitt 6.4 beschrieben.

### 6.3 Vorinformationen zur Entfaltung

Wegen der Unterbestimmtheit des Gleichungssystems (6.6) ist es besonders hilfreich, Vorinformationen über die zu messenden Fluenzverteilungen (Spektren) in die Entfaltung einzubeziehen. Diese Vorinformationen schränken die Menge der möglichen Lösungen ein. Dadurch ist es eher möglich, die tatsächlich bei der Messung vorhandenen Spektren zu finden.

#### **Vorinformationen für Strahlung reiner Photonen- oder Elektronenstrahlung:**

Bei einigen Strahlungsfeldern gibt es die Vorinformation, dass z.B. nur Photonenstrahlung am Messort vorhanden ist, jedoch gibt es nur sehr unsichere Informationen über die spektrale Verteilung. Das trifft z.B. für Photonen-Streustrahlung an (gepulsten) Teilchenbeschleunigern zu oder auch für Photonenstrahlung, die durch kurzzeitige Erzeugung

---

<sup>4</sup> Ein solches mathematisches Problem wird in der Literatur üblicherweise Wenigkanalentfaltung genannt.

von Hochspannungen bei Schaltvorgängen in Thyatronen von Radaranlagen generiert wird [Schnei55]. Die Vermessung derartiger Strahlungsfelder ist mit dem Wenig-Kanal-Spektrometer möglich, jedoch nicht Schwerpunkt dieser Arbeit. Daher ist der hier zu verwendende Auswertalgorithmus im Anhang II dieser Arbeit beschrieben.

### **Vorinformationen für Strahlung aus laserinduzierten Plasmen:**

Das Hauptinteresse dieser Arbeit ist die Messung von laserinduzierten Spektren. In der Literatur wird üblicherweise davon ausgegangen, dass die Elektronen in laserinduzierten Plasmen in ihrer Energie durch eine klassische Maxwell-Verteilung zu beschreiben sind [Schl99], [Bast99]. Eine ausführliche Diskussion zu diesem Thema befindet sich im Abschnitt 2.3. Der wesentliche Parameter einer Maxwell-Verteilung ist das Produkt  $k \cdot T$  mit der Dimension einer Energie.  $k$  ist die Boltzmann-Konstante, entsprechend stellt  $T$  eine thermodynamische Temperatur dar. Es handelt sich dabei natürlich nicht um die Gleichgewichtstemperatur des Plasmas. Die relevanten Zeiten sind zu kurz, als dass sich ein Gleichgewichtszustand einstellen könnte. Vielmehr handelt es sich um die Temperatur einer Elektronenkomponente, siehe Abschnitt 2.2.3. Mathematisch gesehen wird durch die Temperatur der Abfall der Fluenzspektren mit der Teilchenenergie bestimmt: Je kleiner die Temperatur, desto steiler fällt das Spektrum mit der Teilchenenergie ab. Es wird in der Literatur meistens angenommen, dass sich die Elektronen in zwei Anteile aufteilen, je mit unterschiedlicher thermodynamischer Temperatur [Teu96]. Die physikalische Interpretation der zwei unterschiedlichen Temperaturanteile ist, dass zwei unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen vorhanden sind. Das bedeutet, die Teilchenfluenz der Elektronen ist durch eine zweiteilige Maxwell-Verteilung darstellbar. Da sich die Elektronen im Plasma praktisch frei im Raum bewegen können (drei Bewegungsrichtungen), werden Maxwell-Verteilungen mit drei Freiheitsgraden angesetzt:

$$\begin{aligned} \Phi_j^{\text{El}} = & a_1^{\text{El}} \cdot (k \cdot T_1^{\text{El}})^{-3/2} \cdot \sqrt{E_j^{\text{El}}} \cdot \exp\{-E_j^{\text{El}} / (k \cdot T_1^{\text{El}})\} + \\ & a_2^{\text{El}} \cdot (k \cdot T_2^{\text{El}})^{-3/2} \cdot \sqrt{E_j^{\text{El}}} \cdot \exp\{-E_j^{\text{El}} / (k \cdot T_2^{\text{El}})\} \end{aligned} \quad (6.7)$$

mit  $a_1^{\text{El}}$  und  $T_1^{\text{El}}$ , der Amplitude und der thermodynamischen Temperatur des ersten Anteils der Maxwell-Verteilung und

$a_2^{\text{El}}$  und  $T_2^{\text{El}}$ , der entsprechenden Parameter des zweiten Anteils der Maxwell-Verteilung.

Diese zwei Temperaturen entsprechen den zwei Plasmaanteilen mit  $T_{\text{cold}}$  und  $T_{\text{hot}}$ .

Gemäß der Literatur [McCall82] erzeugen maxwell-verteilte Elektronen, die auf Materie treffen, Photonenspektren, die mit der Energie exponentiell abfallen. Daher wird die folgende Gleichung als Ansatz für die zu messenden Photonfluenzen gewählt:

$$\Phi_j^{\text{Ph}} = a_1^{\text{Ph}} \cdot \exp\{-E_j^{\text{Ph}} / (k \cdot T_1^{\text{Ph}})\} + a_2^{\text{Ph}} \cdot \exp\{-E_j^{\text{Ph}} / (k \cdot T_2^{\text{Ph}})\} \quad (6.8)$$

mit  $a_1^{\text{Ph}}$  und  $1/(k \cdot T_1^{\text{Ph}})$ , der Amplitude und negativen Steigung des ersten Anteils des exponentiellen Abfalls der Photonenfluenz und

$a_2^{\text{Ph}}$  und  $1/(k \cdot T_2^{\text{Ph}})$ , den entsprechenden Parameter des zweiten Anteils des exponentiellen Abfalls der Photonenfluenz.

Durch die Annahme dieser Vorinformationen ist der Bereich der möglichen Lösungen für Gleichung (6.6) bereits erheblich eingeschränkt, Randbedingungen sind vorhanden. Es sind lediglich noch die oben genannten acht freien Parameter zu optimieren: Je zwei Amplituden und zwei Temperaturen für Elektronen- und Photonenstrahlung.

#### 6.4 Parameteroptimierung mittels Bayesscher Wahrscheinlichkeitstheorie

Ein allgemeines Verfahren zur Parameteroptimierung (und damit zur Auswertung von Messdaten) unter Berücksichtigung von Randbedingungen ist durch die Nutzung der Bayesschen Wahrscheinlichkeitstheorie gegeben. Im Gegensatz zur üblichen Wahrscheinlichkeitstheorie wird in der Bayesschen Theorie eine Wahrscheinlichkeit nicht mit der Häufigkeit, wie oft ein Ereignis eintritt, identifiziert. Vielmehr wird das Maß, wie sicher es vernünftigerweise ist, dass ein Ereignis eintritt bzw. dass eine Tatsache wahr ist, als Wahrscheinlichkeit betrachtet. „Vernünftigerweise“ bedeutet hier, dass alle Informationen in Betracht gezogen werden, die vorhanden sind. In anderen Worten: Die Wahrscheinlichkeit wird als Maß der eigenen Kenntnis interpretiert. Dieses Maß der Kenntnis muss einem Wert der Wahrscheinlichkeit zugewiesen werden, dazu wird das Prinzip der maximalen Entropie benutzt. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist, dass die gesuchten Daten und die gemessenen Daten mathematisch als äquivalent angesehen werden: Beides sind Wahrscheinlichkeitsverteilungen im oben genannten Sinne. Weitergehende Erläuterungen sind der Literatur zu entnehmen [Brett90]. Ein wesentlicher Vorteil dieser Auswertemethode ist, dass tatsächlich alle vorhandenen Informationen in angemessener Art und Weise in die Auswertung einbezogen werden können. Während der Auswertung werden unterschiedliche Lösungen von Gleichung (6.6) betrachtet. Als optimale Lösung wird die ausgewählt, die sich am wenigsten von der gewählten Vorinformation unterscheidet. Die Art der Messdatenauswertung kann mit Hilfe von Gibbs Sampling [Smith93] durchgeführt werden, indem Markov-Ketten-Monte-Carlo Methoden verwendet werden [Gilks96]. Es handelt sich um ein iteratives Verfahren. Ein weiterer wesentlicher Vorteil gegenüber anderen Methoden mit  $\chi^2$ -Minimierung ist, dass der in diesem Verfahren verwendete

Algorithmus in der Lage ist, aus einem lokalem Minimum von  $\chi^2$  zu entkommen, weil immer wieder der gesamte zur Verfügung stehende Parameterraum berücksichtigt wird. Eine Implementierung dieser Auswertemethode ist in dem frei verfügbaren Computer-Programm WinBUGS realisiert [Spieg00]. Die wesentlichen Eingangsdaten für das Programm sind:

1. Die gemessenen Daten, in diesem Fall die Dosiswerte in den 30 TLD-Ebenen, inklusive deren Unsicherheiten,
2. der Zusammenhang zwischen den gesuchten Größen, hier die spektralen Teilchenfluenzen, und den gemessenen Daten: rechte Seite der Gleichung (6.6), auch das Modell der Auswertung genannt,
3. die Ansprech-Matrizen des Spektrometers, um die rechte Seite der Gleichung (6.6) berechnen zu können,
4. die Vorinformationen über die gesuchten Größen, d.h. der Lösungsansatz für die spektralen Teilchenfluenzen: Gleichungen (6.7) und (6.8) mit den acht Parametern, die zu optimieren sind,
5. Bereiche, innerhalb derer das Programm die acht Parameter variieren darf. Bei der Festsetzung der Grenzen für die Parameter können weitere Vorinformationen eingehen: In diesem Fall ist die zusätzliche Nebenbedingung vorhanden, dass nicht mehr Energie in Form von ionisierender Strahlung vom laserinduzierten Plasma emittiert werden kann, als in Form von sichtbarem Laserlicht eingebracht wurde. Schließlich werden
6. Anfangswerte für die acht Parameter, die als Startpunkt für die Entfaltung genutzt werden sollen, benötigt.

Bei dieser Form von Messdatenauswertung ist der obige Punkt 4 ein ganz wesentlicher. Wäre der gewählte Lösungsansatz nicht korrekt, so würde die Auswertung vermutlich falsche Ergebnisse liefern. Es gibt jedoch einige Kriterien, mit Hilfe derer sichergestellt werden kann, dass der gewählte Lösungsansatz zur Auswertung der vorhandene Daten geeignet ist, auch wenn er nicht zu 100% die Realität beschreibt. Die Überprüfung, ob der gewählte Lösungsansatz tatsächlich geeignet ist, ergibt sich zum Teil im Rahmen der Auswertung selbst. Somit wird im folgenden Abschnitt 6.5 das praktische Vorgehen bei der Entfaltung beschrieben, bevor im daran anschließenden Abschnitt 6.6 auf die weitere Überprüfung des gewählten Lösungsansatzes eingegangen wird.

## 6.5 Anwendung des Programms WinBUGS für die Entfaltung

### 6.5.1 Vorbemerkung

Da an dieser Stelle primär die Methode der Datenauswertung behandelt werden soll, sind der experimentelle Aufbau und die Kenndaten bei der Erzeugung des Laserpulses an anderer Stelle (Kapitel 7) im Detail genannt. Hier wird die Auswertung von zwei Datensätzen, die mit dem Wenig-Kanal-Spektrometer gewonnen wurden, beispielhaft dargestellt. Dabei werden die wesentlichen Eingangsdaten und die wichtigsten Ausgabedaten des Programms WinBUGS erläutert.

### 6.5.2 Eingangsdaten und Form der Ergebnisdaten aus WinBUGS

In Tabelle 6-1 sind typische Startwerte der Parameter aus den Gleichungen (6.7) und (6.8) und die zugehörigen Bereiche, innerhalb derer sie bei der Optimierung variieren dürfen, angegeben. Daneben sind für zwei Beispiele die Werte der Parameter gezeigt, die mittels WinBUGS als optimal bestimmten wurden. Die angegebenen Unsicherheiten sind Teil des Ergebnisses des Optimierungscodes, auf deren Bestimmung wird im weiteren Verlauf des Textes eingegangen. Entsprechend der Bezeichnungen der Beispiele wurden diese in zwei unterschiedlichen Emissionsrichtungen gemessen, die Geometrie ist in Abbildung 6-7 und Abbildung 6-8 wiedergegeben.

*Tabelle 6-1: Parameter aus den Gleichungen (6.7) und (6.8), die mittels der Datenauswertung optimiert werden. Es sind typische Startwerte und Bereiche, innerhalb derer sie variieren dürfen, angegeben. Die beiden rechten Spalten enthalten Ergebnisse und deren Unsicherheit (absolut und in Prozent) der Optimierung mit WinBUGS. Die Angaben der Ergebnisse und deren absolute Unsicherheiten sind gemäß DIN gerundet [DIN1333]1.*

Parameter	Eingangswerte		Ergebnisse der Optimierung	
	Startwert	Bereich	Beispiel 75°	Beispiel 335°
$k \cdot T_1^{\text{El}}$ in keV	100	100-1000	123±4 (3%)	273±8 (3%)
$a_1^{\text{El}}$ in keV·cm <sup>-2</sup>	10 <sup>11</sup>	0-10 <sup>14</sup>	(1,17±0,14)·10 <sup>11</sup> (11%)	(1,23±0,12)·10 <sup>10</sup> (7%)
$k \cdot T_2^{\text{El}}$ in keV	500	100-5000	408±15 (4%)	1641±20 (1%)
$a_2^{\text{El}}$ in keV·cm <sup>-2</sup>	10 <sup>9</sup>	0-10 <sup>12</sup>	(1,07±0,15)·10 <sup>9</sup> (14%)	(7,1±0,2)·10 <sup>8</sup> (3%)
$k \cdot T_1^{\text{Ph}}$ in keV	100	30-1000	46,6±1,9 (4%)	105±24 (22%)
$a_1^{\text{Ph}}$ in cm <sup>-2</sup>	10 <sup>7</sup>	0-10 <sup>10</sup>	(5,0±0,4)·10 <sup>7</sup> (7%)	(4±3)·10 <sup>6</sup> (60%)
$k \cdot T_2^{\text{Ph}}$ in keV	500	100-5000	268±17 (6%)	500±800 (172%)
$a_2^{\text{Ph}}$ in cm <sup>-2</sup>	10 <sup>5</sup>	0-10 <sup>8</sup>	(2,8±0,7)·10 <sup>5</sup> (22%)	(8±9)·10 <sup>4</sup> (105%)



### 6.5.3 Einzeldaten der Iteration, Konvergenzverhalten

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, handelt es sich bei dem Entfaltungsverfahren um ein iteratives. Eine der wichtigsten Fragen bezüglich iterativer Verfahren ist die nach der Konvergenz. Zu deren Beantwortung bietet das Programm die Möglichkeit, zu jedem Iterationsschritt alle jeweils ausgewählten Parameterwerte auszugeben. In der Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 sind für die zwei ausgewählten Beispiele jeweils alle acht Parameter für 25000 Iterationsschritte dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden in beiden Abbildungen dieselben Wertebereiche verwendet. Bereits aus diesen Grafen lassen sich wichtige Informationen ablesen: Im Beispiel  $75^\circ$  (Abbildung 6-1) sind alle Parameter nach einer relativ kleinen Anzahl von Iterationen stabil, siehe insbesondere die Ausschnitte bis zur 500. Iteration. Das Verfahren konvergiert sehr schnell.

Dasselbe gilt im Beispiel  $335^\circ$  (Abbildung 6-2) für die Parameter, die das Elektronenspektrum bestimmen. Im Gegensatz dazu schwanken die Parameter, welche das Photonenspektrum bestimmen, stark. Die Ursache liegt jedoch nicht darin, dass das Verfahren nicht konvergieren würde, die Gegenbeispiele wurden gerade genannt. Viel mehr ist die Ursache in den gegebenen Dosismessdaten bzw. deren Zusammensetzung zu suchen. Darauf wird im folgenden Abschnitt genauer eingegangen.

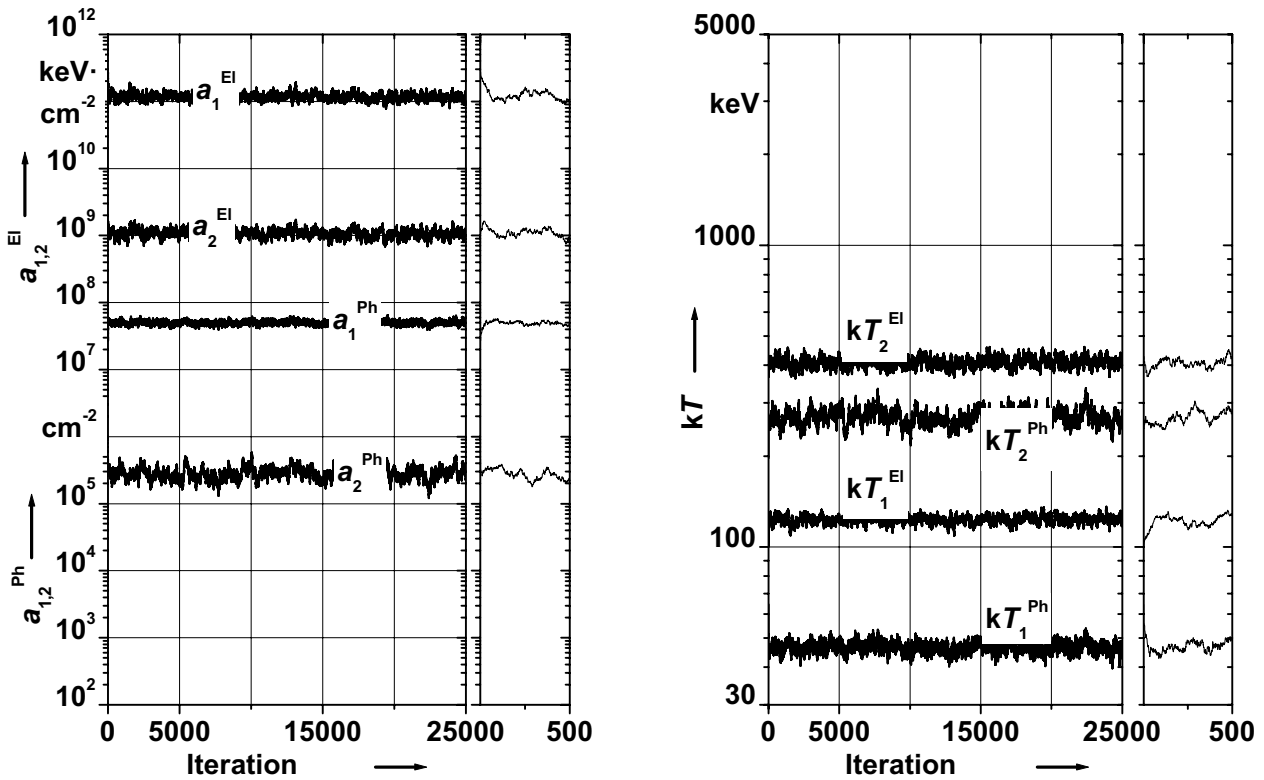


Abbildung 6-1: Entwicklung der zu optimierenden Parameter mit dem Fortgang der Iteration mit WinBUGS, Beispiel 75°. Im rechten Bildteil ist jeweils der Bereich von der 1-ten bis zur 500-ten Iteration größer dargestellt.

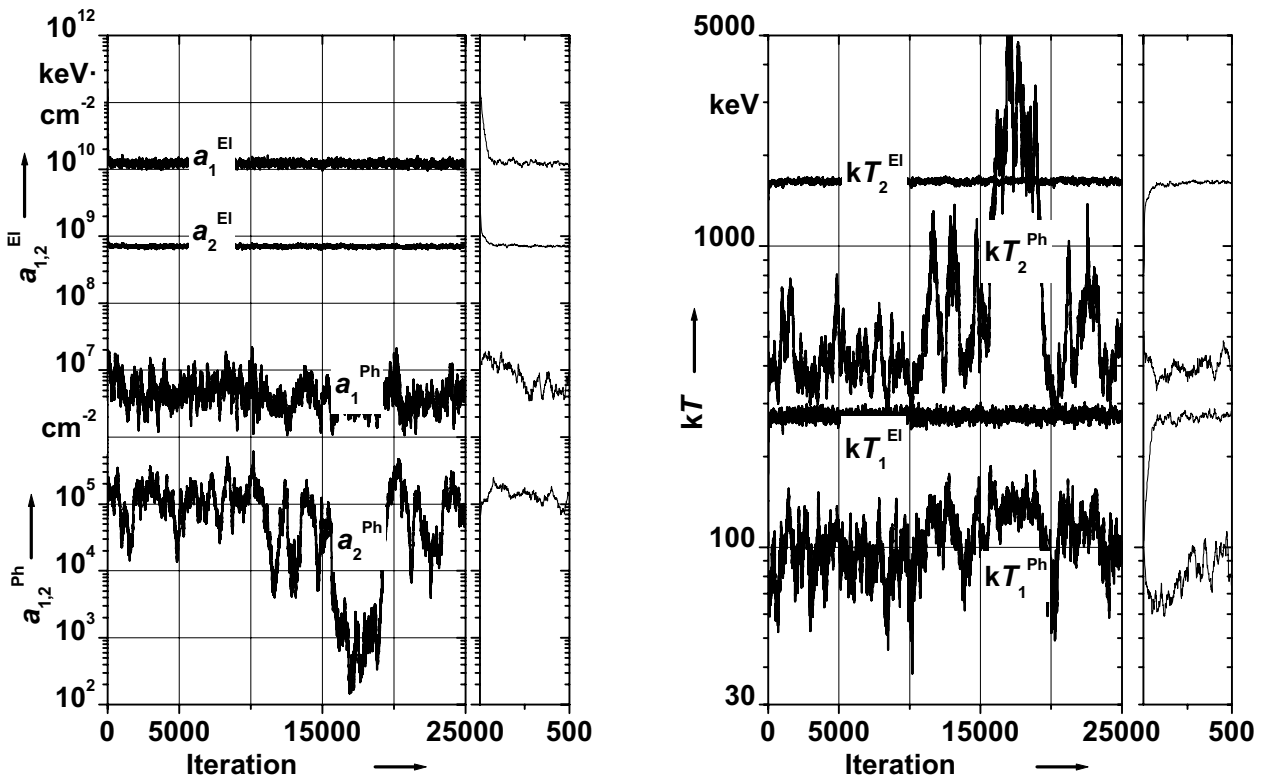


Abbildung 6-2: Entwicklung der zu optimierenden Parameter mit dem Fortgang der Iteration mit WinBUGS, Beispiel 335°. Im rechten Bildteil ist jeweils der Bereich von der 1-ten bis zur 500-ten Iteration größer dargestellt.

#### 6.5.4 Vergleich von gemessenen und den aus den Spektren berechneten Dosiswerten

Um die Ergebnisse der Datenauswertung als zuverlässig anzusehen, müssen die Ergebnisspektren mit den gemessenen Dosiswerten verträglich sein. Um das zu überprüfen, werden die gemessenen Dosiswerte mit den aus der Entfaltung berechneten Dosiswerten (Multiplikation der Ergebnisfluenzspektren mit den Ansprech-Matrizen) verglichen, siehe Gleichung (6.6). Die Fluenzspektren wurden dazu mittels der Gleichungen (6.7) und (6.8) und durch Einsetzen der optimalen Parameter aus Tabelle 6-1 bestimmt.

Diesen Vergleich führt natürlich auch das Auswerteprogramm bei jedem Iterationsschritt durch. Es muss jedoch sichergestellt werden, dass nicht durch irgendeine Fehlerquelle oder Programmfehler bedingt, das Endergebnis mit den gemessenen Daten unverträglich ist. Der Vergleich ist in der Abbildung 6-3 und Abbildung 6-4 für die beiden Beispiele 75° und 335° grafisch dargestellt.

Es ist jeweils die raumwinkelbezogene Dosis über der Nummer der TLD-Ebene aufgetragen. Diese Auftragung wurde gewählt, um den Einfluss des jeweiligen Abstandes des Spektrometers von der Strahlungsquelle zu korrigieren. Zusätzlich wurde die Dosis auf die Anzahl der Laserschuss bei dem jeweiligen Experiment bezogen. Dadurch sind die Dosiswerte von unterschiedlichen Messungen in unterschiedlichen Abständen von der Strahlungsquelle direkt vergleichbar.

In beiden Abbildungen ist deutlich, dass die Gleichung (6.6) für die meisten der TLD-Ebenen gut erfüllt ist: Die gemessenen Dosiswerte (Kreise) und die auf Grund der Entfaltung berechneten Werte (Quadrate) stimmen gut überein. Das Optimierungsprogramm hat also mit den verwendeten Ansätzen für die spektralen Teilchenfluenzen – Gleichungen (6.7) und (6.8)- Lösungen gefunden, die mit den gemessenen Daten verträglich sind. Dies ist ein erster deutlicher Hinweis dafür, dass die verwendeten Ansätze geeignet sind, die tatsächlich vorhandenen Fluenzspektren zu beschreiben. Lediglich im hinteren Bereich des Spektrometers ( $i > 26$ ) treten Diskrepanzen auf. Der Grund ist, dass die hinteren fünf TLD-Ebenen bei der Entfaltung nicht berücksichtigt wurden, weil hier auf Grund der kleinen Dosiswerte ( $< 10 \mu\text{Gy}$ ) die Unsicherheit der Messung sehr groß ist (bis zu 100%) bzw. keine Dosismesswerte, die signifikant oberhalb der kleinsten messbaren Dosis liegen, festgestellt werden konnten. Die Unsicherheiten wurden nicht in das Diagramm einbezogen, weil sie in den meisten Fällen kleiner als die verwendeten Symbole sind. Sie werden ausführlich in Abschnitt 7.2 diskutiert.

Neben den Gesamt-Dosiswerten, die sich aus der Entfaltung berechnen, sind in den Abbildungen zusätzlich die jeweiligen Dosisanteile durch Elektronen bzw. Photonen aufgetragen, Berechnung aus Gleichung (6.6). In Abbildung 6-3 ist zu sehen, dass in den vorderen TLD-Ebenen ( $i = 1 \dots 6$ ) die Dosis durch Elektronenstrahlung dominierend ist, dagegen im hinteren Bereich des Spektrometers die Dosis durch Photonenstrahlung. Somit ist das Ergebnis der Gesamtdosis auf Variationen beider Strahlungsanteile sensitiv. Kleine Veränderungen der Fluenzspektren beider Strahlungsarten würden die Dosiswerte merklich verändern, Gleichung (6.6) wäre nicht erfüllt. Das ist die Ursache für die in Abbildung 6-1 zu beobachtete Stabilität der Parameter bei der Iteration.

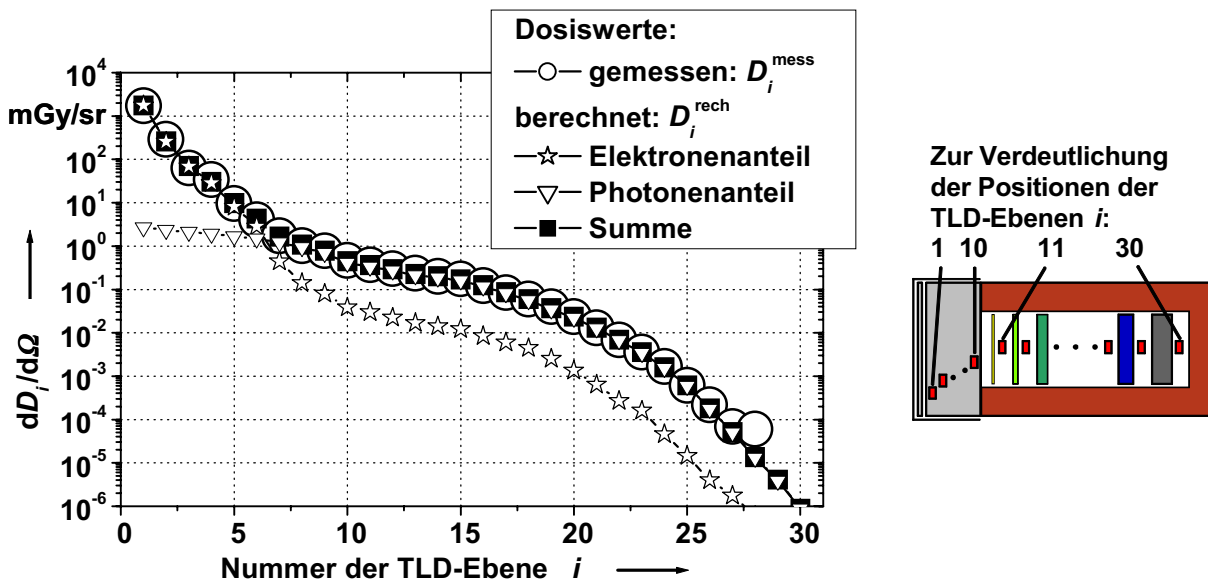


Abbildung 6-3: Vergleich von gemessenen und aus der Entfaltung berechneten Dosiswerten, Beispiel  $75^\circ$ .

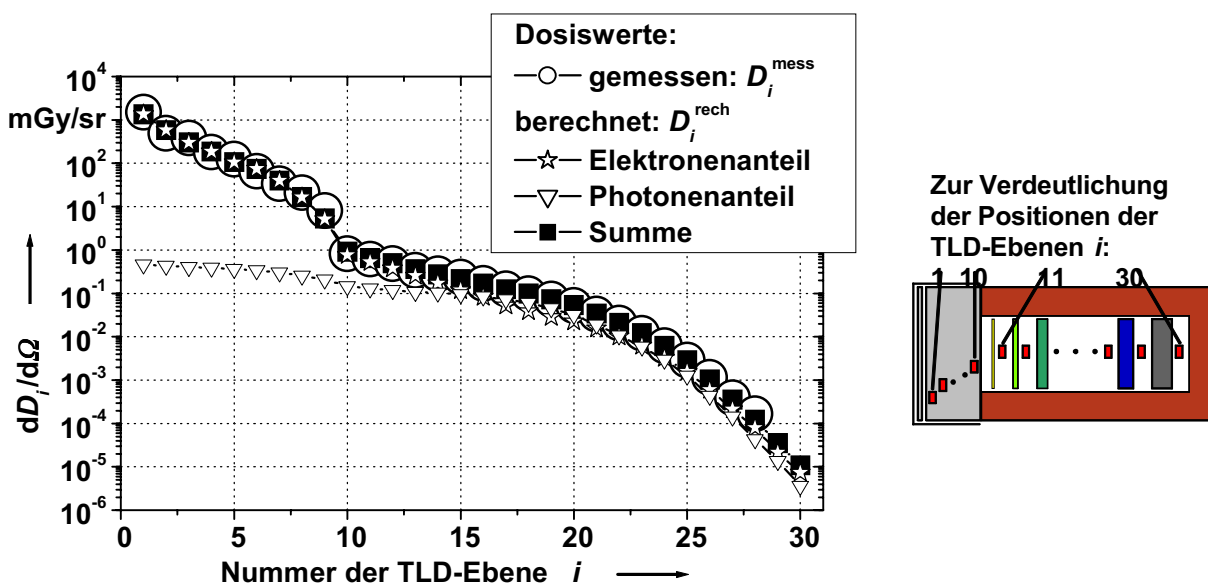


Abbildung 6-4: Vergleich von gemessenen und aus der Entfaltung berechneten Dosiswerten, Beispiel  $335^\circ$ .

Im Gegensatz dazu ist bei dem Beispiel 335° die Dosis in fast allen TLD-Ebenen durch Elektronenstrahlung dominiert, siehe Abbildung 6-4. Dadurch wirken sich Änderungen in der Photonenfluenz nur unwesentlich auf die Gesamtdosis aus, Gleichung (6.6) bleibt für einen großen Werte-Bereich der Parameter für Photonenstrahlung erfüllt. Das bedeutet, die gemessenen Daten sind von Informationen bezüglich Elektronenstrahlung dominiert und beinhalten daher nur sehr wenig Informationen bezüglich Photonenstrahlung. Somit wird verständlich, dass die photonenbezogenen Parameter in Abbildung 6-2 im Verlauf der Iteration sehr instabil sind. Die Unstabilität zeigt somit nicht eine Schwäche des Entfaltungsverfahrens auf. Im Gegenteil, das Verfahren liefert bei der Auswertung Informationen darüber, wie aussagekräftig die Messdaten für Teilbereiche der Lösung sind. Das ist einer der wesentlichen Vorzüge des Programms WinBUGS.

### 6.5.5 Häufigkeitsverteilungen der optimierten Parameter

Eine weitere Information, die WinBUGS zur Verfügung stellt, ist die Angabe, wie häufig die Parameter einzelne Werte während des Verlaufes der Iteration annehmen. Beispielfhaft sind in Abbildung 6-5 vier dieser Häufigkeitsverteilungen gezeigt: Die Parameter zur Beschreibung des Elektronenspektrums (Abbildung 6-5, links) weisen sehr schmale und fast symmetrische Verteilungen auf, die zur Beschreibung des Photonenspektrums (rechte Seite) dagegen sehr breite und unsymmetrische Verteilungen. Dieses Verhalten ist bereits in Abbildung 6-2 zu erkennen.

Die Häufigkeitsverteilungen geben Anhaltspunkte, wie die optimalen Parameter aus der Fülle der Werte bei den einzelnen Iterationsschritten ermittelt werden können. Insbesondere die Verteilungen der Parameter für das Photonenspektrum  $k \cdot T_2^{\text{Ph}}$  und  $a_2^{\text{Ph}}$  (rechts in Abbildung 6-5) machen deutlich, dass der Mittelwert der Zahlen vermutlich nicht gut geeignet ist, um die Mehrheit der Iterationsergebnisse zu repräsentieren. Somit wurde der Median der Häufigkeitsverteilung als am besten geeignet ausgewählt. Neben dem Mittelwert wird auch dieser bei der Auswertung von WinBUGS für jeden Parameter bestimmt und kann somit direkt übernommen werden. Die in Tabelle 6-1 angegebenen Werte für die Parameter bzw. deren Unsicherheiten sind die Medianwerte bzw. die Standardabweichungen der Häufigkeitsverteilungen ab der 501. Iteration. In die Bestimmung der angegebenen Unsicherheiten geht im Wesentlichen die Variationsmöglichkeit der Parameter auf Grund der Tatsache ein, dass die Gleichung (6.6) –Zusammenhang zwischen den gemessenen Dosiswerten und den gesuchten Teilchenfluenzen- für unterschiedliche Kombinationen der Parameter erfüllt sein kann. Darauf wird im Folgenden weiter eingegangen.

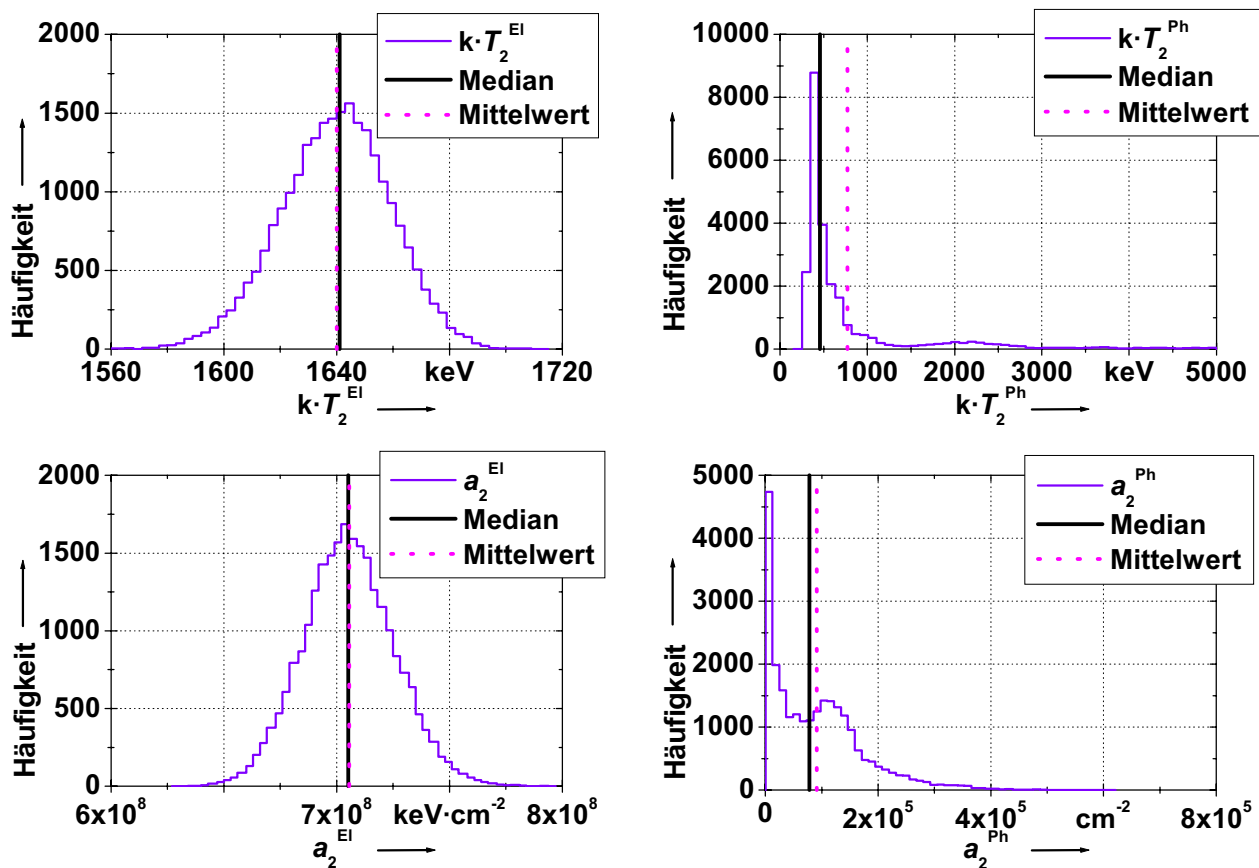


Abbildung 6-5: Häufigkeitsverteilung von vier Parametern des Auswerte-Beispiels 335°. Es handelt sich jeweils um die höhere Temperatur,  $T_2$ , und zugehörige Amplitude,  $a_2$ , für Elektronen (linke Seite) und Photonen (rechte Seite). Neben der Häufigkeitsverteilung ist jeweils auch der Mittelwert und der Medianwert der Verteilung angezeigt. Es sind alle Iterationsschritte ab der 501. Iteration berücksichtigt.

### 6.5.6 Korrelationen der optimierten Parameter

Eine weitere Bestätigung, dass die Medianwerte der Häufigkeitsverteilungen als optimale Lösung geeignet sind, ist beispielhaft in der Abbildung 6-6 dargestellt: Vom Auswerte-Beispiel 335° (gleiches Beispiel wie in der vorangegangenen Abbildung 6-5) ist im linken Bildteil für alle Iterationsschritte (ab dem 501. Iterationsschritt) die hohe Elektronen-Temperatur  $kT_2^{\text{EI}}$  über der zugehörigen Amplitude  $a_2^{\text{EI}}$  aufgetragen, die bei demselben Iterationsschritt gewählt war. Somit ist die Korrelation der beiden Werte sichtbar. Zusätzlich sind die beiden Punkte der Mittelwerte und der Medianwerte der Häufigkeitsverteilungen eingezeichnet. Im rechten Bildteil sind die entsprechenden Daten für die hohe Photonen-Temperatur  $kT_2^{\text{Ph}}$  und die zugehörige Amplitude  $a_2^{\text{Ph}}$  wiedergegeben.

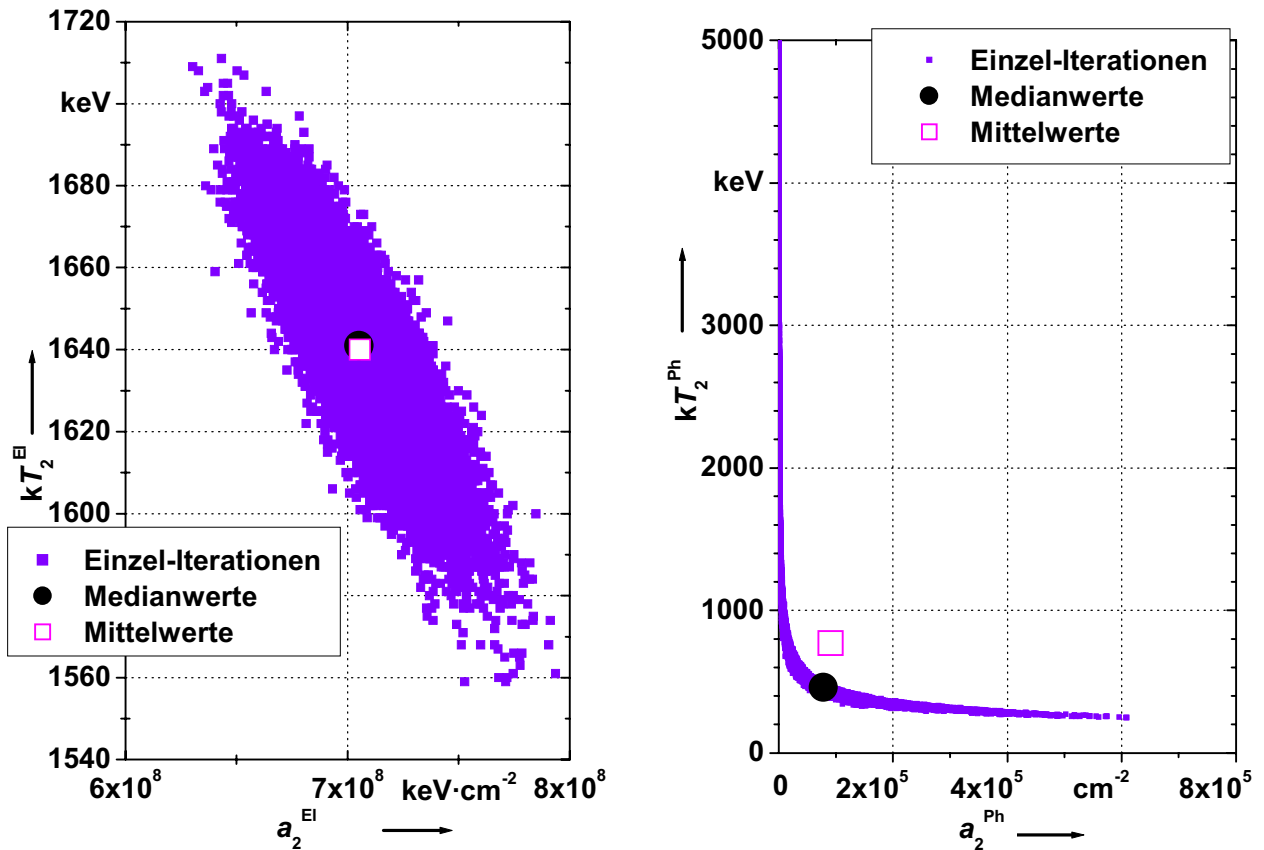


Abbildung 6-6: Korrelation der (hohen) Temperatur und Amplitude des Auswerte-Beispiels 335°; zusätzlich sind die Punkte der Median- und Mittelwerte eingezeichnet. Links: Parameter für das Elektronenspektrum, rechts: Parameter für das Photonenspektrum. Im linken Bildteil gibt das eingesetzte Bild die Daten in größerem Maßstab wieder.

Es ist deutlich zu erkennen, dass bei asymmetrischen Häufigkeitsverteilungen die Medianwerte innerhalb der Einzelwerte liegen, die Mittelwerte jedoch nicht. Dies ist für  $kT_2^{\text{Ph}}$  und  $a_2^{\text{Ph}}$  der Fall (Abbildung 6-6, rechts). Die zugehörigen Häufigkeitsverteilungen sind stark asymmetrisch (Abbildung 6-5, rechts). Bei den im linken Bildteil von Abbildung 6-6 dargestellten Parametern ( $kT_2^{\text{El}}$  und  $a_2^{\text{El}}$ ) tritt dieser Effekt praktisch nicht auf, weil die Häufigkeitsverteilungen fast symmetrisch sind (Abbildung 6-5, links). Es ist somit in jedem Fall zweckmäßig, den Medianwert als optimalen Parameter für das Ergebnis auszuwählen.

Die anderen Parameter-Kombinationen ( $kT_1^{\text{El}}$  und  $a_1^{\text{El}}$ ) und ( $kT_1^{\text{Ph}}$  und  $a_1^{\text{Ph}}$ ) sind ähnlich stark korreliert wie die oben gezeigten, jedoch sind die einzelnen Häufigkeitsverteilungen fast symmetrisch. Alle anderen Kombinationen der Parameter, z.B.  $kT_1^{\text{Ph}}$  und  $a_2^{\text{El}}$ , sind wesentlich weniger stark korreliert und werden daher nicht weiter diskutiert.

Der starke Grad der Korrelation der Temperatur mit der zugehörigen Amplitude ist bei Betrachtung der Ansatzfunktionen (6.7) und (6.8) verständlich. Eine hohe Temperatur

und eine niedrige Amplitude liefern für einen Teilbereich des Spektrums Teilchenfluenzen, die sehr ähnlich zu denen sind, wenn eine niedrige Temperatur und eine hohe Amplitude gewählt würde. Am Ende des folgenden Abschnitts 6.5.7 wird auf diesen Punkt erneut eingegangen.

### **6.5.7 Zusammenfassung der Ergebnisse der Datenauswertung und Unsicherheit der Fluenzspektren**

Zusammenfassend ist zu sagen, dass die mit WinBUGS gefundenen optimalen Parameter Fluenzspektren erzeugen, die mit den gemessenen Daten sehr gut verträglich sind. Darüber hinaus liefert das Programm die Unsicherheiten der Parameter. Das ist insbesondere für den Parameter der hohen Elektronen-Temperatur von Interesse, da dieser üblicherweise zur Charakterisierung der Emission aus laserinduzierten Plasmen verwendet wird.

Für die zwei Beispiele  $75^\circ$  und  $335^\circ$  sind die Fluenzspektren in der Abbildung 6-7 und Abbildung 6-8 mit den zugehörigen Unsicherheiten gezeigt. In die Bestimmung der Unsicherheiten geht im Wesentlichen die Unsicherheit der gemessenen Dosiswerte ein, siehe Punkt 1 in Abschnitt 6.4. Zur Bestimmung der Unsicherheiten der Fluenzspektren wurden diese in breite Energiebereiche aufgeteilt. Die Spektren wurden in den einzelnen Energiebereichen durch Multiplikation mit Faktoren künstlich verändert und die Auswirkung auf die Dosiswerte mittels Gleichung (6.6) betrachtet. Der Modifikations-Faktor wurde so groß gewählt, dass die Dosiswerte maximal um ihre Standardmessunsicherheit verändert wurden. Das wurde für Faktoren, die sowohl größer als auch kleiner als eins sind, durchgeführt. Die so bestimmten maximalen Grenzen der Fluenzspektren sind die Grenzen der Fehlerbalken in den gezeigten Fluenzspektren. In den Bereichen niedriger Teilchenenergien (siehe Ausschnittvergrößerungen) sind keine Datenpunkte für die Spektren eingezeichnet, da hier die Unsicherheiten extrem groß sind, größer Faktor 100. Es ist lediglich der Verlauf der Fluenzspektren gemäß der Gleichungen (6.7) und (6.8) als dünne Linien dargestellt. Die wesentlichen physikalischen Ergebnisse werden aus den Energiebereichen der Spektren abgeleitet, in denen die Unsicherheiten hinreichend klein sind. Eine weitere Diskussion der Fluenzspektren erfolgt in Kapitel 7.



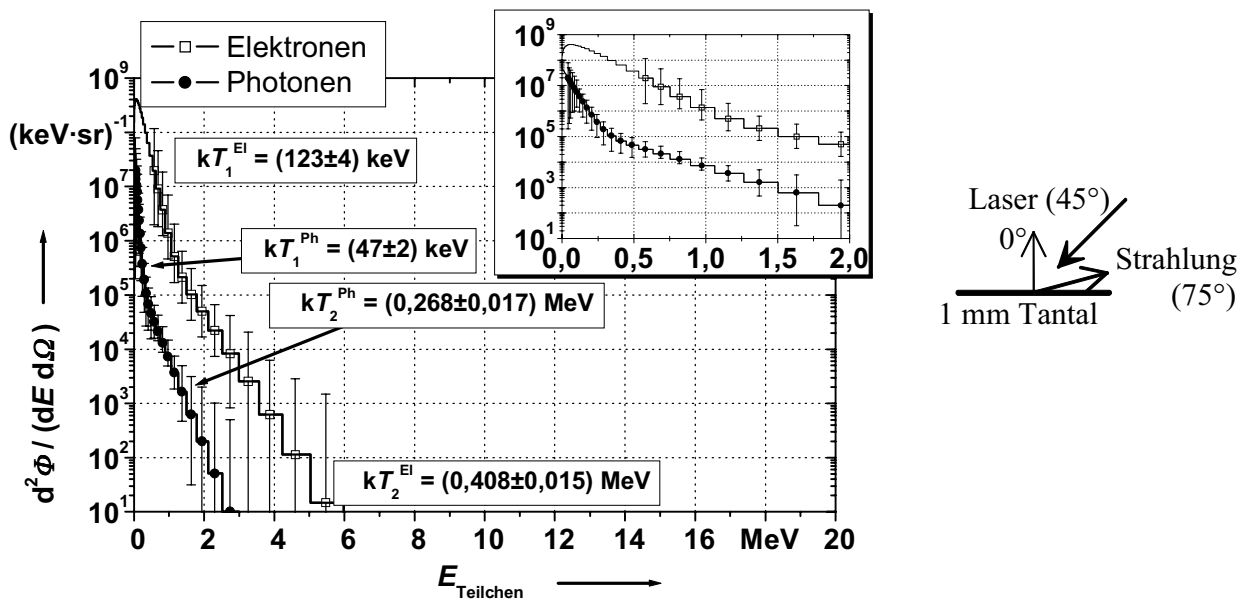


Abbildung 6-7: Spektrale Teilchenfluenzen pro Raumwinkel und Laserschuss für das Auswerte-Beispiel 75°. Die angegebenen Unsicherheiten der Temperaturen sind Tabelle 6-1 entnommen. Der Ausschnitt zeigt den Energiebereich bis 2 MeV genauer.

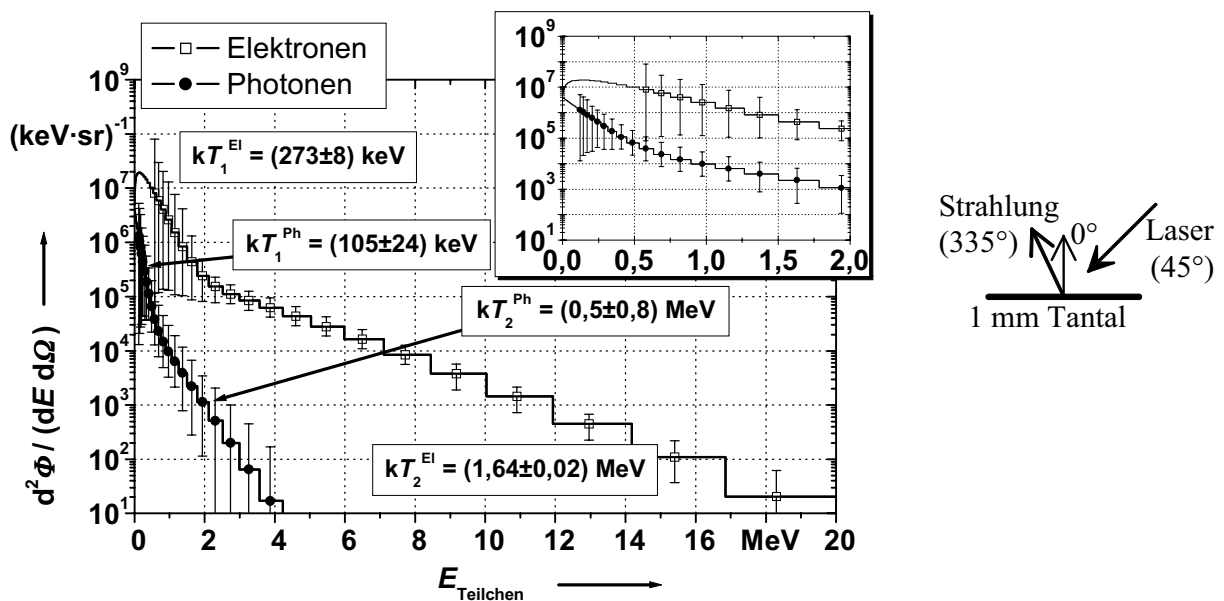


Abbildung 6-8: Spektrale Teilchenfluenzen pro Raumwinkel und Laserschuss für das Auswerte-Beispiel 335°. Die angegebenen Unsicherheiten der Temperaturen sind Tabelle 6-1 entnommen. Der Ausschnitt zeigt den Energiebereich bis 2 MeV genauer.

Zur weiteren Einschätzung der Unsicherheiten der Fluenzspektren wurden die Auswirkungen der Schwankungen der zu optimierenden Parameter während der Iteration untersucht. Für das Beispiel 335° unterliegen die Parameter  $kT_2^{\text{Ph}}$  und  $a_2^{\text{Ph}}$  den stärksten Fluktuationen (siehe Abbildung 6-5, rechts). Daher wurden für  $kT_2^{\text{Ph}}$  die Grenzen bestimmt, innerhalb derer ca. 67% der Werte der zugehörigen Häufigkeitsverteilung liegen (in Anlehnung an die einfache Standardabweichung). Die Werte außerhalb dieses

Bereiches sind hinreichend unwahrscheinlich, so dass sie bei den weiteren Betrachtungen außer acht gelassen werden. Dann wurde der zugehörige gesamte Satz von Parametern bei dem jeweiligen Iterationsschritt in die Gleichungen (6.7) und (6.8) eingesetzt, um die resultierenden Fluenzspektren zu bestimmen. Diese sind gleichzeitig mit den bereits in Abbildung 6-8 dargestellten Teilchenfluenzen in Abbildung 6-9 dargestellt. Für alle Parameter-Kombinationen ist die Gleichung (6.6) erfüllt, das bedeutet, sie sind mit den gemessenen Dosiswerten verträglich. Es zeigt sich, dass das Elektronenspektrum praktisch unverändert bleibt, das Photonenspektrum dagegen unterliegt erheblichen Schwankungen. Diese Schwankungen bewegen sich jedoch innerhalb des Bandes der angegebenen Unsicherheiten des Photonenspektrums, welches mit den optimalen Parametern bestimmt wurde. Das bedeutet, dass die Unsicherheiten, die unabhängig vom Iterationsverlauf der Auswertung bestimmt wurden, mit den hier betrachteten Extremwerten des Iterationsverlaufes verträglich sind.

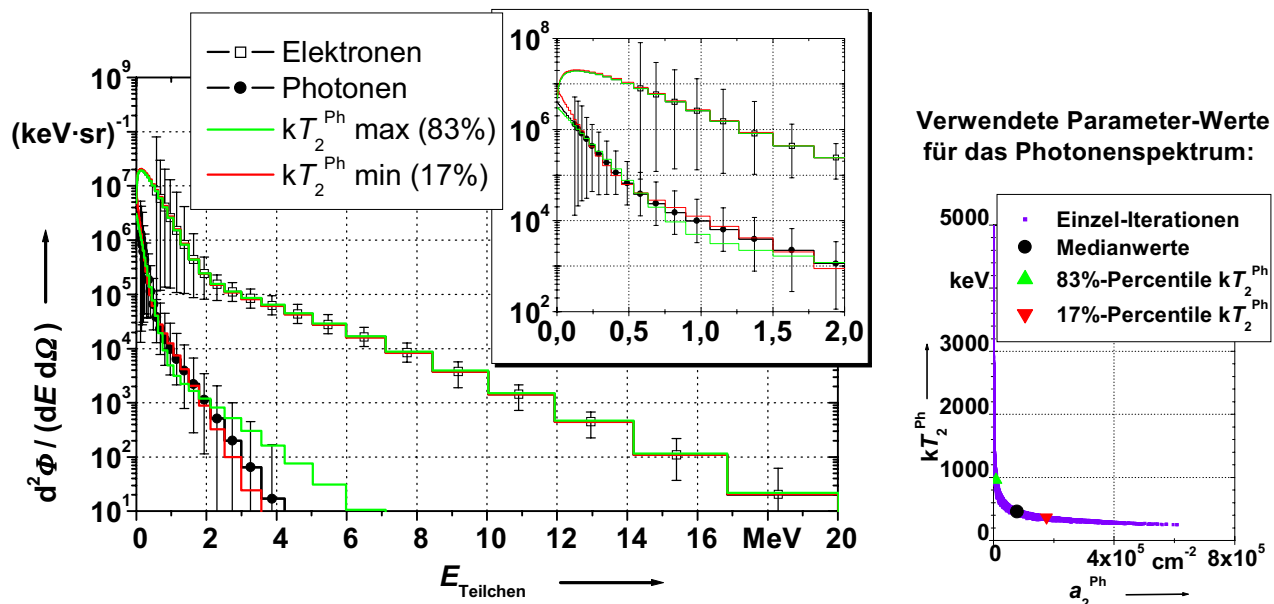


Abbildung 6-9: Darstellung der Auswirkung der Variation der Parameter  $kT_2^{Ph}$  und  $a_2^{Ph}$  während des Iterationsverlaufes. Grüne Kurven: Medianwerte der Häufigkeitsverteilungen. Blaue bzw. rote Kurven: maximale bzw. minimale Temperatur  $kT_2^{Ph}$ , die während der Iteration auftrat, kombiniert mit den bei dem jeweiligen Iterationsschritt ausgewählten Werten für die anderen Parameter.

Für das Beispiel  $75^\circ$  schwanken die zu optimierenden Parameter (und damit die zugehörigen Spektren) wesentlich weniger als im Beispiel  $335^\circ$ , siehe Abbildung 6-1. Daher wird dieses Beispiel hier nicht weiter betrachtet.

## 6.6 Überprüfung der gewählten Vorinformation für die Spektren

In Abschnitt 6.3 wurden die Vorinformationen, die zur Auswertung der Messungen an laserinduzierten Plasmen verwendet wurden, angegeben. Neben dem verwendeten Ansatz der klassischen Maxwellverteilung für Elektronen (zur Erinnerung an Gleichung (6.7):  $\Phi^{El} = a^{El} \cdot (k \cdot T^{El})^{-3/2} \cdot \sqrt{E^{El}} \cdot \exp\{-E^{El} / (k \cdot T^{El})\}$ ) und dem exponentiellen Abfall für Photonen werden in der Literatur insbesondere für Elektronenspektren noch andere Verteilungen für die Teilchenfluenzen diskutiert, siehe auch Abschnitt 2.3. Aus diesen werden zwei Extremfälle für die weiteren Betrachtungen ausgewählt:

1. die relativistische Maxwellverteilung der Form

$$\Phi^{El} = a^{El} \cdot (k \cdot T^{El})^{-3/2} \cdot (E^{El})^2 \cdot \exp\{-E^{El} / (k \cdot T^{El})\} \quad (6.9),$$

[Norr99],

2. und die modifizierte Maxwellverteilung der Form

$$\Phi^{El} = a^{El} \cdot (k \cdot T^{El})^{-3/2} \cdot \sqrt{E^{El}} \cdot \exp\{-[E^{El} / (k \cdot T^{El})]^\mu\} \quad (6.10)$$

mit  $\mu \in (1 \dots 2,5)$ , wobei

$\mu = 1,0$  der Grenzfall der klassischen Verteilung und

$\mu = 2,5$  die so genannte super-gauß-förmige Verteilung ist,

[Lang80], [Matte88], [Ury95], [Por93], und [Four01].

Diese zwei Formen für das Elektronenspektrum wurden ebenfalls als Ansätze mit jeweils zwei unterschiedlichen Elektronen-Temperaturen nach dem Vorbild von Gleichung (6.7) verwendet und so als unterschiedliche Vorinformation in die Entfaltung einbezogen. Die Ergebnisse dieser Auswertungen werden im folgenden im Vergleich mit den Ergebnissen der in Abschnitt 6.5.2 beschriebenen Standardauswertung (klassische Maxwellverteilung als Ansatz für das Elektronenspektrum) diskutiert. Dazu sind (ab Seite 61) in Abbildung 6-10 und Abbildung 6-11 und in Tabelle 6-2 und Tabelle 6-3 die Resultate für die zwei Auswerte-Beispiele  $75^\circ$  und  $335^\circ$  aus den vorangegangenen Abschnitten dargelegt.

### Zunächst wird das Beispiel $75^\circ$ betrachtet:

Als wesentliches Ergebnis ist in Abbildung 6-10 zu erkennen, dass die Teilchenfluenzen in den meisten Energiebereichen praktisch unabhängig von der Art der eingesetzten Vorinformation (Ansatz für die Elektronenverteilung) ist. Dies gilt nicht für das Elektronenspektrum unterhalb 0,5 MeV. Für diesen Energiebereich sind gemäß Abschnitt 6.5.7 keine Datenpunkte eingetragen, da die Unsicherheit sehr groß ist, größer als ein Faktor 100. Somit ist die Abweichung in diesem Bereich mit den vorhandenen Unsicherheiten

verträglich. Ähnliches gilt für Elektronen mit Energien oberhalb 3 MeV, jedoch sind auch hier alle Ergebnisspektren innerhalb der Fehlerbalken. In Tabelle 6-2 sind die Ergebnisse der Entfaltung für die aufgelisteten Parameter gegeben. Die Temperaturen für das Photonenspektrum sind erwartungsgemäß für alle drei Auswertansätze gleich. Hier wird erneut deutlich, dass das Photonenspektrum in diesem Beispiel 75° sehr gut bestimmt ist. Die Ursache ist, dass die Dosiswerte in den meisten der TLD-Ebenen durch Photonenstrahlung bestimmt ist, siehe Abbildung 6-3. Die Temperaturen der Elektronenspektren sind für die unterschiedlichen Formen der Verteilungsfunktionen nicht immer gleich. Die Ursache ist ausführlich in Abschnitt 2.3 dargestellt.

### **Beispiel 335°:**

Die wesentlichen Punkte des oben behandelten Beispiels 75° sind hier ebenso gültig. Abweichend vom vorangegangenen Beispiel ist zu erwähnen, dass die Photonentemperaturen insgesamt größere Unsicherheiten aufweisen. Die Ursache dafür wurde bereits in Abschnitt 6.5.7 dargelegt, jedoch sind auch hier die Ergebnisse der neuen Auswertungen mit den gegebenen Unsicherheiten der Standardauswertung verträglich. In diesem Beispiel liegt der optimale Wert des Parameters  $\mu$  (1,02) trotz seines Startwertes von 2,5 sehr Nahe bei 1,0. Dies zeigt deutlich, dass die Information in den gemessenen Daten in diesem Beispiel 335° hinreichend aussagekräftig ist, um eine super-gauß-förmige Elektronenverteilung, wie sie in der Literatur diskutiert wird (siehe oben), auszuschließen. Wie auch in dem Beispiel 75° müsste das  $\mu = 1,02 > 1,0$  zu etwas größeren Elektronentemperaturen führen. Genau das ist der Fall, siehe letzte Spalte der Tabelle 6-3. Wie bereits in Abschnitt 2.3 dargestellt, würde eine super-gauß-förmige Verteilungsfunktion resultieren, wenn der dominierende Effekt zum Heizen des Plasmas die Stoßabsorption wäre. Der Wirkungsquerschnitt für Elektron-Elektron-Stöße fällt jedoch stark mit steigender Geschwindigkeit der Elektronen ab (Rutherford'scher Streuquerschnitt). Bei Intensitäten um  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> sind die Elektronengeschwindigkeiten so groß, dass die Auswirkung der Elektronen-Stöße praktisch zu vernachlässigen sind. Das Ergebnis, dass keine super-gauß-förmige Elektronenverteilung vorliegt, entspricht somit genau den Erwartungen.

Abschließend ist zu sagen, dass die in Abschnitt 6.3 gewählten Ansätze für die Elektronen- und Photonenspektren gut geeignet sind, die gemessenen Daten auszuwerten. Somit werden sie für alle Auswertungen von Messungen an Laserplasmen verwendet.

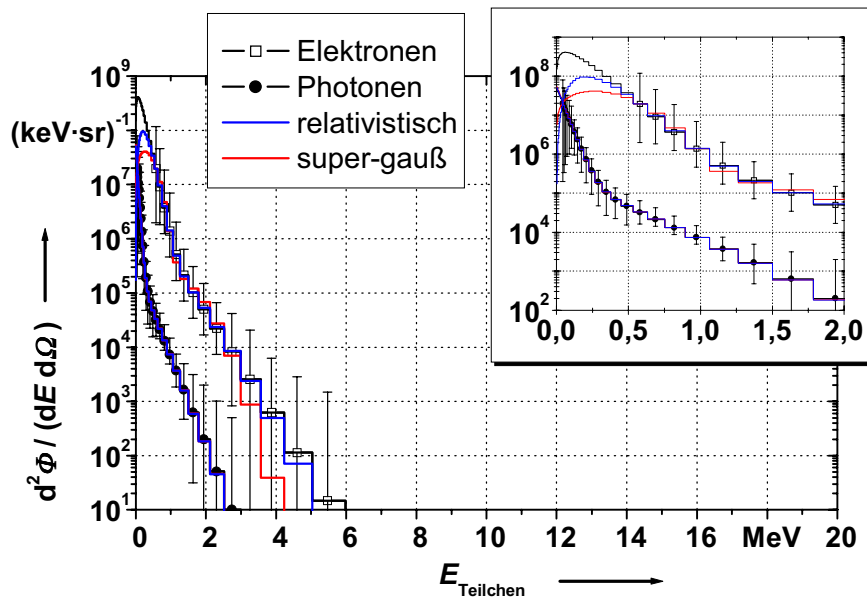


Abbildung 6-10: Spektrale Teilchenfluenzen pro Raumwinkel und Laserschuss für das Auswerte-Beispiel 75°. Es sind die Ergebnisse der drei verwendeten Ansätze für das Elektronenspektrum gezeigt: Schwarze Linien: klassische Maxwellverteilung; blaue Linien: relativistische Maxwellverteilung; rote Linien: super-gauß-förmige Verteilung.

Tabelle 6-2: Startwerte, Variationsbereiche und Ergebnisse der Datenauswertung mit unterschiedlichen Ansätzen für die Elektronenspektren gemäß Gleichung (6.7), (6.9) und (6.10); Beispiel 75°.

Parameter	Eingangswerte		Ergebnisse der Optimierung, Beispiel 75°:		
	Startwert	Bereich	klass. Maxwellverteilung nach Gleichung (6.7)	relat. Maxwellverteilung nach Gleichung (6.9)	super-gauß-Verteilung nach Gleichung (6.10)
$k \cdot T_1^{\text{El}}$ in keV	100	100-1000	123±4 (3%)	101,7±1,5 (1%)	500±130 (26%)
$k \cdot T_2^{\text{El}}$ in keV	500	100-5000	408±15 (4%)	319±8 (2%)	1400±400 (24%)
$k \cdot T_1^{\text{Ph}}$ in keV	100	30-1000	46,6±1,9 (4%)	45,2±1,6 (4%)	44,5±1,9 (4%)
$k \cdot T_2^{\text{Ph}}$ in keV	500	100-5000	268±17 (6%)	262±14 (5%)	262±17 (6%)
$\mu$	2,5	0,5-2,5	konstant = 1,0 <sup>i</sup>	konstant = 1,0 <sup>i</sup>	2,3±0,5 (21%)

<sup>i</sup> Der Parameter  $\mu$  ist bei dieser Auswertung nicht im Ansatz enthalten.

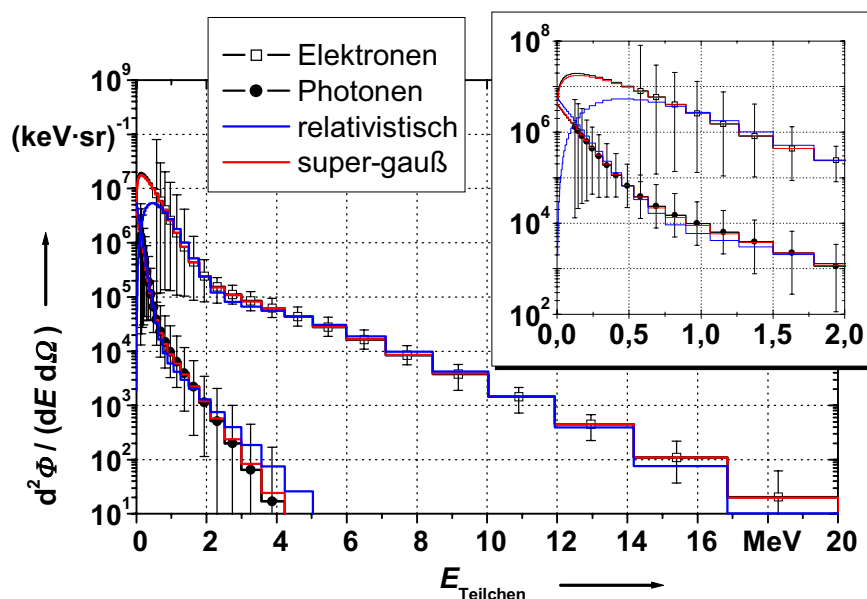


Abbildung 6-11: Spektrale Teilchenfluenzen pro Raumwinkel und Laserschuss für das Auswerte-Beispiel 335°. Es sind die Ergebnisse der drei verwendeten Ansätze für das Elektronenspektrum gezeigt: Schwarze Linien: klassische Maxwellverteilung; blaue Linien: relativistische Maxwellverteilung; rote Linien: super-gauß-förmige Verteilung.

Tabelle 6-3: Startwerte, Variationsbereiche und Ergebnisse der Datenauswertung mit unterschiedlichen Ansätzen für die Elektronenspektren gemäß Gleichung (6.7), (6.9) und (6.10); Beispiel 335°.

Parameter	Eingangswerte		Ergebnisse der Optimierung, Beispiel 335°:		
	Startwert	Bereich	klass. Maxwellverteilung nach Gleichung (6.7)	relat. Maxwellverteilung nach Gleichung (6.9)	super-gauß-Verteilung nach Gleichung (6.10)
$k \cdot T_1^{\text{El}}$ in keV	100	100-1000	273±8 (3%)	234±5 (2%)	290±60 (18%)
$k \cdot T_2^{\text{El}}$ in keV	500	100-5000	1641±20 (1%)	1232±12 (1%)	1700±270 (15%)
$k \cdot T_1^{\text{Ph}}$ in keV	100	30-1000	105±24 (22%)	680±150 (21%) <sup>i</sup>	107±23 (22%)
$k \cdot T_2^{\text{Ph}}$ in keV	500	100-5000	500±800 (172%)	106±6 (6%) <sup>i</sup>	500±600 (105%)
$\mu$	2,5	0,5-2,5	konstant = 1,0 <sup>ii</sup>	konstant = 1,0 <sup>ii</sup>	1,02±0,07 (6%)

<sup>i</sup> Aus nicht erklärten Gründen wurden die „Rollen“ der beiden Photonentemperaturen während des Iterationsverlaufes vertauscht; das Gesamtergebnis ist davon jedoch nicht beeinflusst. Für Vergleiche mit den anderen Ansätzen denke man sich die beiden Temperaturen ausgetauscht.

<sup>ii</sup> Der Parameter  $\mu$  ist bei dieser Auswertung nicht im Ansatz enthalten.

## 7 Messungen an laserinduzierten Plasmen

### 7.1 Durchführung der Experimente

#### 7.1.1 Beschreibung der verwendeten Lasersysteme

Die Messungen zur Bestimmung der Emission ionisierender Strahlung an laserinduzierten Plasmen wurden an zwei relativ ähnlichen Hochleistungslasern zur Erzeugung von ultrakurzen Pulsen durchgeführt, und zwar am

- Laser-System des Instituts für Optik und Quantenelektronik (IOQ) der Friedrich-Schiller-Universität Jena und am
- Laser-System ATLAS des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik (MPQ) in Garching.

Beide Systeme sind multi-TW Titan-Saphir Laser mit einer Zentralwellenlänge von ca. 790 nm und einer Pulswiederholrate von 10 Hz. Zur Pulsverstärkung wird die Chirped-Pulse-Amplification-Methode (CPA, [Stri85]) verwendet, wobei die letzte Kompression des Laserpulses bereits in Vakuum geschieht. Der senkrecht zur Ausbreitungsrichtung noch aufgeweitete Laserpuls wird in eine Vakuumkammer geführt, wo er mittels eines  $f/2$ -Off-Axis Parabolspiegels auf das jeweilige Target fokussiert wird.

#### 7.1.2 Laserparameter bei den Messungen

Der Einfallswinkel auf das Target (es wurden stets Festkörper als Target benutzt) betrug  $45^\circ$ . Zur effektiven Erzeugung von ionisierender Strahlung wurde die Polarisation des Laserlichts parallel zu der Ebene gewählt, die durch die Targetnormale und die Richtung der Laserausbreitung gegeben ist, p-polarisiertes Licht genannt. In Tabelle 7-1 sind die weiteren Parameter der Laseranlagen bei den Experimenten wiedergegeben.

*Tabelle 7-1: Parameter der verwendeten Lasersysteme bei den durchgeführten Experimenten.*

Laser-system	Fokus-durchmesser (FWHM) $d$ in $\mu\text{m}$	Puls-dauer $\tau$ (FWHM) in fs	Puls-energie $E$ im FWHM in J	Peak-Intensität $I$ (Mittel über FWHM) in $\text{W}/\text{cm}^2$	1. Vorpuls: Zeitlicher Abstand und Intensitätsverhältnis zum Hauptpuls	2. Vorpuls: Zeitlicher Abstand und Intensitätsverhältnis zum Hauptpuls
IOQ	3	90	0,3	$1,5 \cdot 10^{19}$	4 ps; $10^{-4}$	600 fs; $5 \cdot 10^{-4}$
MPQ	4	140	0,6	$(0,7-1,5) \cdot 10^{19}$	12 ns; $<10^{-6}$	---

### 7.1.3 Durchführung der Bestrahlungen

In Abbildung 7-1 ist die typische Anordnung zur gleichzeitigen Bestrahlung von mehreren Spektrometern gezeigt. Hier wird die Winkelabhängigkeit der Emission gemessen.

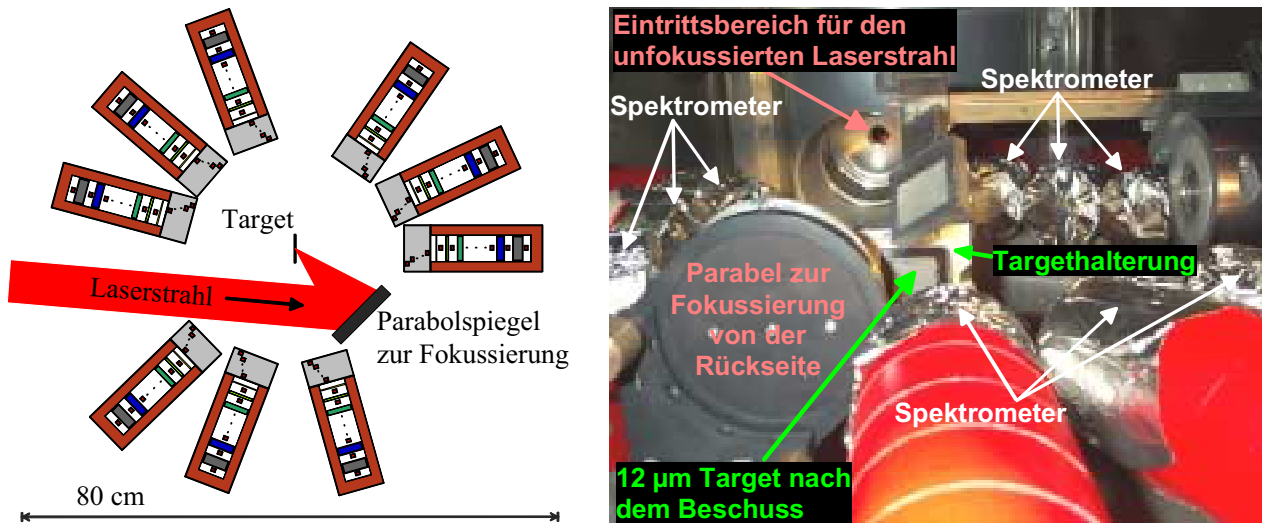


Abbildung 7-1: Typische experimentelle Anordnung bei der Messung der Emission ionisierender Strahlung aus Laserplasmen.

Da die Messung der ionisierenden Strahlung mittels TLDs geschieht, müssen makroskopisch messbare Dosiswerte in den TLDs erzeugt werden. Einzelne Teilchen erzeugen viel zu wenig Dosis und können daher nicht separat nachgewiesen werden. Aus diesem Grund wurde bei jedem Experiment die Summe der Strahlung von einigen Tausend Laserschüssen gemessen. Das ist insbesondere dazu notwendig, um auch in den hinteren TLD-Ebenen Dosiswerte oberhalb der Nachweisgrenze zu erzeugen. Hier wird prinzipiell wegen der starken Absorption durch die Filterschichten davor nur sehr wenig Dosis erzeugt.

Das Target wurde während der Laserbestrahlung ständig bewegt, so dass jeder Laserschuss auf eine neue, unbeschädigte Targetoberfläche trifft. Das ist insbesondere bei dünnen Targets (unter 100 µm Dicke) notwendig, weil durch den Laserschuss im Target ein Loch von ca. 200 µm Durchmesser entsteht, siehe Abbildung 7-2. Aber auch bei dicken Targets entsteht ein einige zehn Mikrometer tiefer Krater. Würde mehrfach auf dieselbe Stelle geschossen, würde der Laserfokus schon bald vor der (neuen) Targetoberfläche im Vakuum liegen und die Plasmaerzeugung wäre wesentlich weniger effizient.





Abbildung 7-2: Festkörper-Tantal-Targets nach Beschuss mit hochintensiven Laserpulsen (Lichtintensität ca.  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>). Durchmesser des Ausschnitts: ca. 1,4 mm. Links: Dünnes Target (12  $\mu$ m dick): Durch den Einschuss entstehen Löcher von ca. 200  $\mu$ m im Durchmesser. Rechts: Dickes Target (1 mm dick): Die entstehenden Krater sind ca. 100  $\mu$ m im Durchmesser und einige zehn Mikrometer tief.

Das lokale Aufschmelzen des Targetmaterials setzt neben thermischer Energie auch mechanische Energie frei. Dadurch ist ein „Abspritzen“ von makroskopischen Partikeln aus dem Target zu beobachten. Diese Teilchen besitzen Reichweiten von einigen zehn Zentimetern. Dadurch kann der Fokussierspiegel beschädigt werden. Zu dessen Schutz wurde eine dünne Glasscheibe mit möglichst hoher Lichtdurchlässigkeit vor diesen Spiegel gebracht. In Abbildung 7-3 sind die auf dem Schutzglas zu beobachtenden Ablagerungen dargestellt, nachdem ca. 10.000 Schuss auf ein Tantal-Target erfolgten.

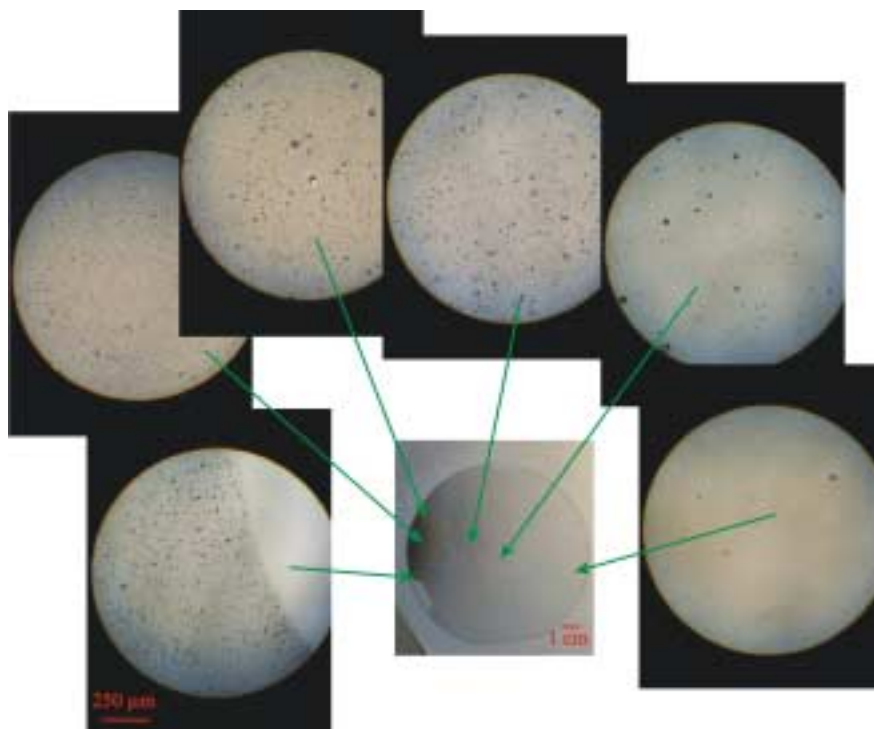


Abbildung 7-3: Makroskopisch große Teilchen des Targetmaterials, die bis zum ca. 15 cm weit vom Target entfernten Schutzglas des Fokussierspiegels geschleudert wurden.

## **7.2 Auswertung der TLD-Messwerte**

### **7.2.1 Auswertegerät zur Messung der Glowkurven**

Die Handhabung und Funktionsweise der TLDs sind bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben, die Dosisbestimmung ist in Anhang I dargelegt. Zur Messung der Glowkurven (siehe Abschnitt 4.1) wurde das halbautomatische RISØ TLD-Auswertegerät, Modell: TL/OSL-DA-15, verwendet. Es bietet die Möglichkeit, bis zu 48 TLD in ein Magazin einzulegen, die dann nacheinander automatisch ausgewertet werden. Dazu wird automatisch jedes TLD einzeln bis zur voreingestellten Endtemperatur erwärmt, während gleichzeitig mit einem integrierten Photomultiplier die vom TLD emittierte Lichtmenge gemessen und gespeichert wird. Das Heizprofil ist dabei vom Benutzer einstellbar. Das gesamte Auswerte-System ist in der Literatur beschrieben [Mar97].

### **7.2.2 Einfluss der hohen Dosisleistung**

In Abschnitt 4.1 wurde bereits angedeutet, dass die zur Dosismessung verwendeten LiF-TL-Detektoren bei extrem hohen Dosisleistungen (oberhalb  $10^9$  Gy/s) die Dosis nicht mehr korrekt messen. Die bei den Experimenten mit laserinduzierten Plasmen gemessenen Dosiswerte betragen maximal 70 Gy nach ca. 10.000 Laserschuss, entsprechend 0,007 Gy pro Laserschuss. Bei der Annahme, dass die Dosis innerhalb etwa einer Pikosekunde ( $10^{-12}$  s) erzeugt wird, ergibt sich eine maximale Dosisleistung von  $7 \cdot 10^9$  Gy/s in der vordersten TLD-Ebene. Bei diesen Dosisleistungen werden in der Literatur bis –30% verringertes Ansprechvermögen der TLDs angegeben [Gor73]. Diese Unsicherheit fällt jedoch praktisch nicht ins Gewicht gegenüber der im vorherigen Abschnitt dargelegten Unsicherheit auf Grund der großen Dosiswerte (Faktor 3). Somit wird der Effekt der hohen Dosisleistungen in dieser Anwendung im Weiteren nicht berücksichtigt.

### **7.2.3 Einfluss der Umgebungsstrahlung; Unsicherheit der Dosismessung**

Neben der zu messenden Strahlung erzeugt auch die in der Umgebung vorhandene natürliche Strahlung Dosis in den TLDs. Dieser Beitrag ist insbesondere in den hinteren TLD-Ebenen nicht zu vernachlässigen, da auf Grund der starken Filterung durch die davor liegenden Filter-Schichten nur sehr wenig der zu messenden Strahlung bis hierher vordringt. Somit muss der Beitrag durch die Umgebungsstrahlung von der Gesamtdosis subtrahiert werden. In den hinteren TLD-Ebenen kann das bedeuten, dass zwei etwa gleich große Zahlen voneinander subtrahiert werden. Die Unsicherheit der Differenz steigt damit stark an. Um den Beitrag durch Umgebungsstrahlung möglichst klein zu halten, ist es notwendig, die Zeit zwischen der Regenerierung der TLDs (Dosislöschung)

und dem Auslesen der Glowkurven so kurz wie möglich zu bemessen. Bei den durchgeführten Experimenten betrug sie 3-4 Tage entsprechend einer Dosis von ca. 5  $\mu\text{Gy}$  durch Umgebungsstrahlung. Das Minimum von 3 Tagen war nicht zu unterschreiten, da die Regenerierung von 1000 TLDs bereits mindestens 24 Stunden in Anspruch nimmt. Die Fahrt von Braunschweig aus zum und vom Messort zurück und die Durchführung der Experimente selbst dauern gemeinsam 2 Tage. Die Auswertung von 1000 TLDs erfordert ca. 30 Stunden.

In der Tat hat sich herausgestellt, dass die Umgebungsstrahlung in den hinteren TLD-Ebenen den dominierenden Beitrag zur Dosis liefert. In Abbildung 7-4 ist beispielhaft die gemessene Gesamtdosis und im Vergleich dazu die Dosis durch Umgebungsstrahlung dargestellt. Die Differenz aus beiden wird als Grundlage für die weitere Datenauswertung verwendet.

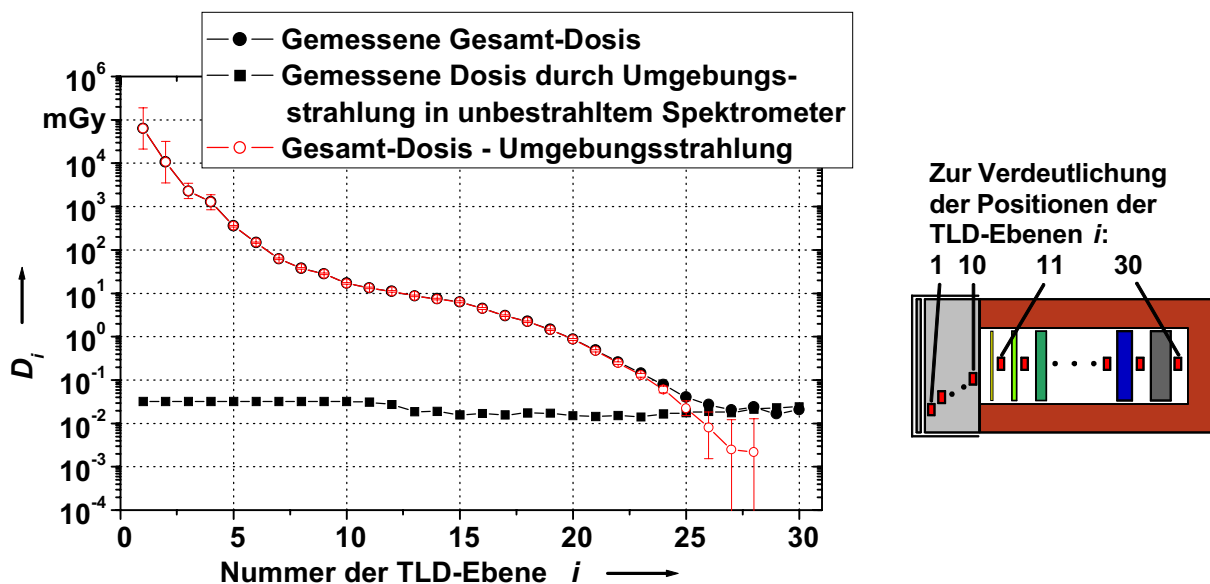


Abbildung 7-4: Dosismesswerte nach ca. 10.000 Laserschuss auf ein Tantal-Target. Der Abstand des Spektrometers vom Laserfokus betrug 16,5 cm. (Beispiel 75° aus Kapitel 6). Der leichte Abfall der Dosiswerte durch Umgebungsstrahlung in der Spektrometermitte rührt daher, dass hier die abschirmende Wirkung des umgebenden Materials am stärksten ist.

In einigen Fällen sind, anders als im hier gezeigten Beispiel, die gemessenen Dosiswerte auch in den hintersten TLD-Ebenen deutlich größer als die in der Umgebungsstrahlung gemessenen. Sind die Werte in den letzten zwei TLD-Ebenen gleich, so wurde dieser Wert von den Dosiswerten in allen TLD-Ebenen subtrahiert. Es handelt sich um seitlich in das Spektrometer eingestreute Strahlung. Fallen die Dosiswerte bis zur letzten TLD-Ebene monoton ab, so handelt es sich im Wesentlichen durch Strahlung, die von vorne in

das Spektrometer eingedrungen ist. Dieser Fall ist bei den durchgeführten Messungen jedoch nicht aufgetreten.

Bei einigen Messungen zeigt der Verlauf der Dosis mit fortschreitender Tiefe im Spektrometer keinen streng monotonen Abfall: Im Bereich der vorderen TLD-Ebenen, wo sehr große Dosiswerte gemessen wurden, gibt es Ausreißer aus dem allgemeinen Trend. In Abbildung 7-5 ist ein solches Beispiel gezeigt, es handelt sich um die Dosiswerte des Beispiels 335° aus Kapitel 6. Der Dosiswert in der 6. TLD-Ebene fügt sich nicht in den allgemeinen Verlauf der Daten ein. Aus diesem Grund wurde der Wert aus den zwei benachbarten Werten logarithmisch-linear (gerade Linie in der log-lin-Auftragung) interpoliert. Wie deutlich zu erkennen ist, liegt der interpolierte Werte innerhalb der Unsicherheitsbalken und wird somit für die weitere Datenauswertung verwendet.

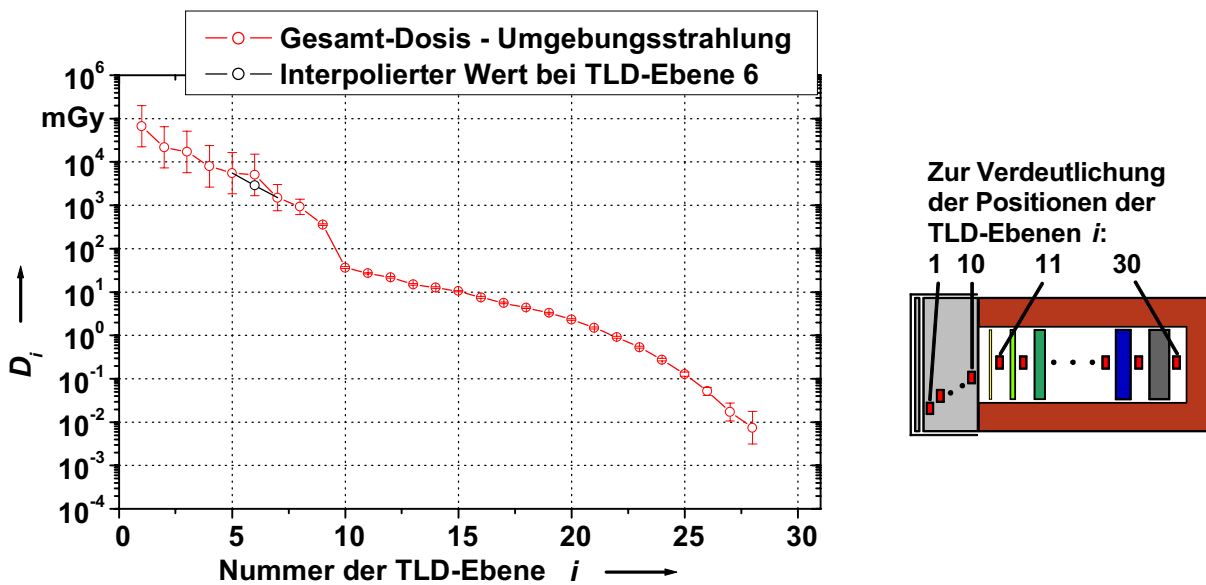


Abbildung 7-5: Dosismesswerte nach ca. 10.000 Laserschuss auf ein Tantal-Target. Der Abstand des Spektrometers vom Laserfokus betrug 15 cm. (Beispiel 335° aus Kapitel 6). Der Wert bei der 6. TLD-Ebene ist durch die zwei benachbarten Werte interpoliert.

### 7.3 Ergebnisse der Messungen an laserinduzierten Plasmen

#### 7.3.1 Protonen und andere schwere, geladene Teilchen

Wie in Abschnitt 4.2 aufgeführt, besitzt das Spektrometer direkt hinter der lichtdichten Aluminiumfolie eine Kernspur-Folie aus CR-39 zur Detektion von Protonen und schweren, geladenen Teilchen. Diese Kernspur-Detektoren wurden bei allen Experimenten am IOQ eingesetzt. Auf keinem der Detektoren wurde eine Anzahl von Kernspuren gefunden, die gegenüber der durch Umgebungsstrahlung erzeugten Spurenzahl erhöht ist. Somit wurde aus den Laserplasmen keine signifikante Zahl von Protonen oberhalb

1 MeV Teilchenenergie oder anderen schweren, geladenen Teilchen mit hinreichender Energie, um die 7 mg/cm<sup>2</sup> dicke Aluminiumfolie zu durchdringen, emittiert.

Bei den Experimenten am MPQ standen die Kernspur-Detektoren leider noch nicht zur Verfügung. Die wesentlichen Laserparameter wie die Peak-Intensität sind jedoch vergleichbar zu denen am IOQ. Somit wird angenommen, dass auch hier keine signifikante Anzahl von Protonen und schweren, geladenen Teilchen erzeugt wurden.

Auf Grund dieser Tatsache wird davon ausgegangen, dass die Summe der Dosisbeiträge lediglich durch Elektronen und Photonen erzeugt ist jedoch nicht durch Protonen und andere schwere, geladene Teilchen. Diese Annahme geht in das in Kapitel 6 beschriebene Auswerteverfahren ein.

### 7.3.2 Form der Elektronen- und Photonen-Spektren

In Abschnitt 6.3 wurde die Form der Elektronen- und Photonenspektren als Vorinformation in die Entfaltung der gemessenen Daten einbezogen: Zwei Anteile mit je einer klassischen Maxwell-Verteilung für die Elektronenspektren und zwei Anteile mit je einem exponentiellen Abfall für die Photonenspektren. Im weiteren Verlauf des Kapitels 6 wurde gezeigt, dass diese Formen gut geeignet sind, die Elektronen-Spektren im Energiebereich von 0,5 MeV bis 20 MeV und die Photonenspektren im Energiebereich von 0,1 MeV bis 2 MeV zu beschreiben. In Abschnitt 6.5.7 sind die resultierenden Spektrformen und Unsicherheiten anhand von zwei Beispielen dargestellt.

Bei den gemessenen Spektren sind die Photonentemperaturen üblicherweise signifikant geringer als die Elektronentemperaturen. Zum Verständnis dieses Ergebnisses wird der Erzeugungsmechanismus der Strahlung herangezogen: Nach der Plasmaentstehung werden primär die Elektronen beschleunigt. Im zweiten Schritt entsteht durch diese schnellen Elektronen die Bremsstrahlung (Photonen). Jedes Elektron erzeugt ein Photonenspektrum mit sinkender Photonenzahl bei steigender Photonenenergie. Daher entstehen einerseits weniger hochenergetische Photonen als hochenergetische Elektronen vorhanden sind, andererseits aber mehr niederenergetische Photonen. Somit ergibt sich insgesamt ein stärkerer Abfall des Photonenspektrums mit der Teilchenenergie. Zur quantitativen Betrachtung wird die einfache Regel von Kramer zur Bremsstrahlungserzeugung verwendet:

$$\frac{d\Phi(E_{\text{Ph}})}{dE_{\text{Ph}}} \propto (E_{\text{El}} - E_{\text{Ph}}) \quad (7.1)$$

mit  $d\Phi(E_{\text{Ph}})/dE_{\text{Ph}}$ , der spektralen Photonenfluenz bei der Photonenenergie  $E_{\text{Ph}}$ , die durch ein Elektron der Energie  $E_{\text{El}}$  erzeugt wird.

Zur Absolutnormierung wird die Bremsstrahlungsausbeute<sup>5</sup> für das jeweilige Targetmaterial benutzt. Diese Berechnung wurde gemäß Gleichung (7.1) für die zwei Auswertebispiele aus Abschnitt 6.5 betrachtet. Sie wurden gleichzeitig am Lasersystem des IOQ gemessen, siehe Tabelle 7-1. Es wurden die gemessenen Elektronenspektren als Eingangsdaten verwendet. In Abbildung 7-6 und Abbildung 7-7 sind die Ergebnisse gemeinsam mit den gemessenen Spektren dargestellt.

Es ist deutlich, dass die einfache Annahme über die Bremsstrahlungserzeugung -Gleichung (7.1)- tatsächlich Photonenspektren (rote Kurven) mit einem exponentiellen Abfall der Fluenz zur Folge hat. Lediglich im Photonenenergiebereich unterhalb der Energie, die der 2-fachen Temperatur  $k \cdot T$  des Spektrums entspricht, verläuft das Photonenspektrum etwas steiler als im restlichen Energiebereich. Dieses Ergebnis entspricht im Wesentlichen dem in der Literatur beschriebenen [McCall82]. Wie oben bereits qualitativ erläutert, ist die Temperatur des berechneten Photonenspektrums in der Tat etwas geringer als die der Maxwell-Verteilung des erzeugenden Elektronenspektrums.

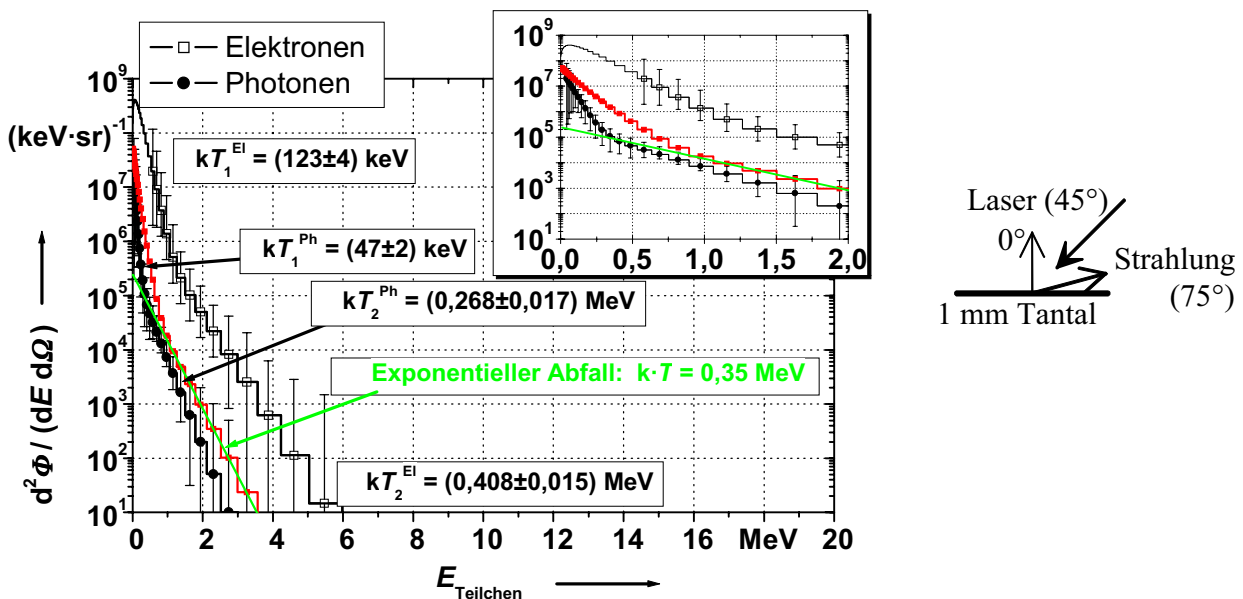


Abbildung 7-6: Spektrale Teilchenfluenzen pro Raumwinkel und Laserschuss für das Auswerte-Beispiel 75°. Im Vergleich dazu das mittels Gleichung (7.1) aus dem gemessenen Elektronenspektrum berechnete Photonenspektrum (rote Kurve).

In Abbildung 7-6 liegt das aus dem Elektronenspektrum berechnete Photonenspektrum in der Nähe des gemessenen. Die Temperatur des berechneten Spektrums ist mit 350 keV nur etwas höher als die des gemessenen: 270 keV. Das lässt den Schluss zu, dass die

<sup>5</sup> Die Daten wurden der ESTAR-Datenbank des NIST (National Institute of Standards and Technology) entnommen: <http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

Erzeugung des Bremsstrahlungsspektrums im Wesentlichen durch die Erzeugung im Festkörpertarget bestimmt ist. Das lasererzeugte Plasma scheint lediglich die Quelle für die primären Elektronen zu sein nicht aber für die entstehenden Photonen.

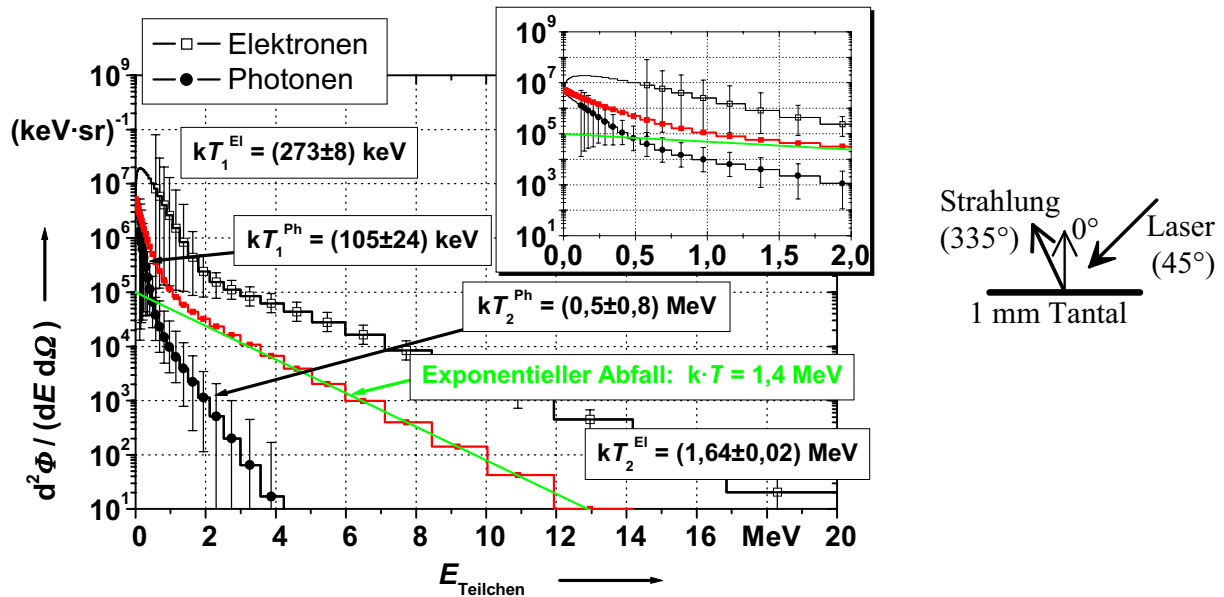


Abbildung 7-7: Spektrale Teilchenfluenzen pro Raumwinkel und Laserschuss für das Auswerte-Beispiel 335°. Im Vergleich dazu das mittels Gleichung (7.1) aus dem gemessenen Elektronenspektrum berechnete Photonenspektrum (rote Kurve).

In Abbildung 7-7 stellt sich das Bild ganz anders dar: Das berechnete Photonenspektrum besitzt eine wesentlich größere Teilchenfluenz als das gemessene. Ebenso ist die Temperatur des berechneten Spektrums mit 1,4 MeV 2 mal so groß wie die des gemessenen: 0,7 MeV. Hier genügt die einfache Erklärung des Photonenspektrums über die Bremsstrahlungserzeugung im Festkörpertarget durch die Elektronen aus der Messrichtung offensichtlich nicht. Zum Verständnis dieses Effektes sind zwei Aspekte zu betrachten:

- Die Beschleunigung der Elektronen ist stark richtungsabhängig. Das ist bereits bei Betrachtung der zwei oben gezeigten Beispiele deutlich. Weitere Details dazu folgen im Abschnitt 7.3.4. Werden also weitaus weniger und niederenergetischere Elektronen in Richtung des Targets beschleunigt als in die 335°-Richtung, so ist es nahe liegend, dass entsprechend weniger Photonen im Festkörpertarget erzeugt werden als wenn dasselbe Elektronenspektrum in Richtung des Targets wie in die Messrichtung beschleunigt würde.
- Die in die 335°-Messrichtung beschleunigten Elektronen treffen lediglich auf einen Teil des Plasmas, jedoch auf keinen Festkörper. Die Dichte des Plasmas ist wesentlich geringer als die des Festkörpers, dementsprechend werden hier weitaus weniger

Photonen erzeugt als wenn dieselben Elektronen in Richtung des Festkörpertargets beschleunigt würden.

Zusammenfassend ist der festgestellte Sachverhalt ein Hinweis darauf, dass die Erzeugung von Bremsstrahlung sowohl durch Effekte im Festkörpertarget als auch im lasererzeugten Plasma bestimmt ist.

### 7.3.3 Temperatur der hochenergetischen („heißen“) Elektronen

Zur Charakterisierung der Emission von laserinduzierten Plasmen, insbesondere die der Elektronen, wird in der Literatur häufig die Elektronentemperatur verwendet. Sie wird auf unterschiedliche Art und Weise bestimmt:

- Im einfachsten Fall wird ein exponentieller Abfall an die gemessenen Elektronenspektren approximiert. Aus dem Steigungsparameter ( $k \cdot T$ ) wird direkt die Elektronentemperatur bestimmt [Malka96], [Wang00] und [Li01].
- In anderen Fällen wird an ein gemessenes Photonenspektrum ein exponentieller Abfall approximiert und dieser Steigungsparameter als Elektronentemperatur interpretiert [Key98]. Im vorhergehenden Abschnitt wurde dargestellt, dass sich die Elektronentemperatur jedoch signifikant von der Photonentemperatur unterscheiden kann.
- Bei noch anderen Methoden wird z.B. die emittierte  $K_{\alpha}$ -Strahlung des Targetmaterials als Grundlage zur Bestimmung von Elektronenspektren verwendet [Whar98] oder
- es werden Elektronenspektren als Eingangsdaten für Monte Carlo Simulationen verwendet, die dann so modifiziert werden, bis sich als Ergebnis der Simulation die gemessenen Photonenspektren ergeben [Pret00].

Die in dieser Arbeit durchgeführte direkte Messung der Elektronenstrahlung und anschließende Datenauswertung (Beschreibung der Elektronenspektren durch eine klassische Maxwell-Verteilungen mit zwei Temperaturanteilen) liefert in fast direkter Weise die Elektronentemperaturen.

Es ist festzustellen, dass die hier ermittelten heißen Elektronentemperaturen mit dem bekannten ponderomotorischen Skalierungs-Gesetz [Wilks92] übereinstimmen:

$$T_{\text{hot}} = m_0 \cdot c^2 \cdot \left( \sqrt{1 + \frac{I \cdot \lambda^2}{1,37 \cdot 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2}} - 1 \right) \quad (7.2)$$

mit  $m_0 \cdot c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ , der Ruhenergie des Elektrons,

$I$ , der Intensität des Laserpulses (siehe Tabelle 7-1) und

$\lambda = 0,79 \mu\text{m}$ , der Wellenlänge des Laserlichts.

Einsetzen der Zahlenwerte ergibt für die Experimente am IOQ  $T_{\text{hot}} = 0,9 \text{ MeV}$ . Die in Abbildung 7-6 und Abbildung 7-7 gezeigten Extremfälle (0,4 MeV und 1,6 MeV) umfas-



sen einen Temperaturbereich, dessen Mitte praktisch gleich der nach dem Skalierungs-Gesetz ermittelten Temperatur ist. Auch Daten, die mittels der Messung der Photonen-emission mit der Vorläuferversion des Wenig-Kanal-Spektrometers (Verwendung von 16 TLD-Ebenen) bestimmt wurden, bewegen sich im Bereich des ponderomotorischen Skalierungs-Gesetzes, siehe Abbildung 7-8. Neben den Werten dieser Arbeit, in rot eingetragen, sind zum Vergleich eine Vielzahl von experimentellen Ergebnissen und einige Skalierungs-Gesetze anderer Autoren gezeigt [Gibb02].

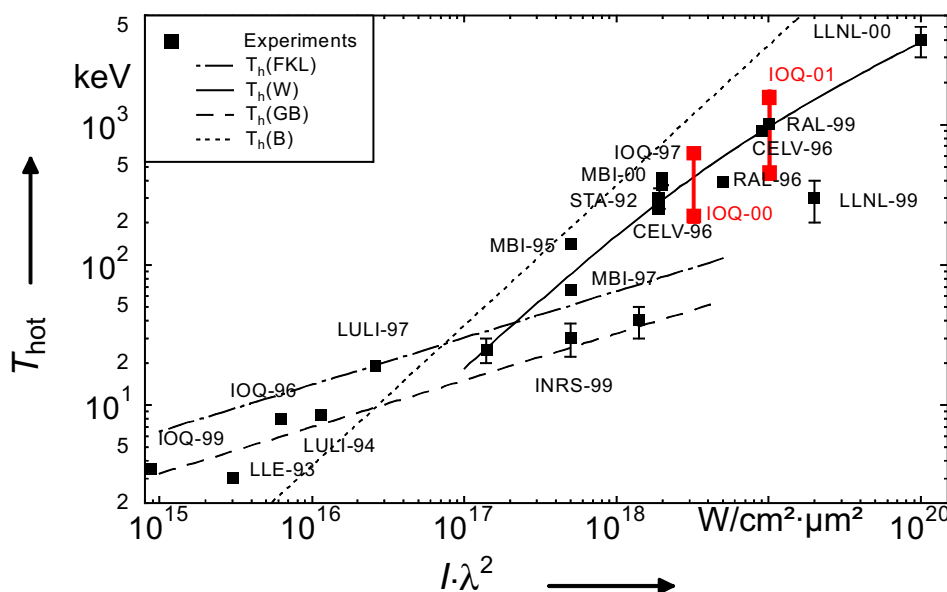


Abbildung 7-8: Heiße Elektronentemperatur in Abhängigkeit der Laserintensität. Die gemessenen Werte bewegen sich im Bereich des ponderomotorischen Skalierungs-Gesetzes. Die unterschiedlichen Elektronen-Temperaturen dieser Arbeit (in rot) bei derselben Laserintensität ergeben sich für unterschiedliche Emissionsrichtungen. Es sind jeweils die Minimal- und Maximalwerte dargestellt. Die Kennzeichnungen sind im Text erklärt.

Die einzelnen Kennzeichnungen der experimentellen Daten bedeuten:

IOQ-99,[Usch99] ; LLE-93[Chen93] ; IOQ-96,[Teu96] ; LULI-94,[Rou94] ;  
 LULI-97,[Bast97] ; MBI-95,[Schnü95] ; INRS-99,[Yu99] ; STA-92,[Kme92] ;  
 MBI-97,[Schnü97] ; MBI-00,[Schnü00] ; IOQ-97,[Feu97] ; CELV-96,[Malka96] ;  
 IOQ-00,[Schw01] ; RAL-96,[Beg97] ; RAL-99,[Norr99] ; LLNL-00,[Hatch00] ;  
 IOQ-01,[Behr03].

Die Kennzeichnungen für die Kurven bedeuten:

FKL, [For77] ; W, [Wilks92] ; GB, [Gibb92] ; B, [Brunel87].

### 7.3.4 Winkelabhängigkeit der emittierten Strahlung

Um die Beschleunigungsmechanismen im lasererzeugten Plasma zu untersuchen, wurde die Winkelabhängigkeit der Strahlungsemission bestimmt. Dazu wurden gleichzeitig bis zu 9 Spektrometer um das Target herum angeordnet. Alle Spektrometer befanden sich in der Ebene, die durch die Ausbreitungsrichtung des einfallenden Laserstrahls und die Normale des Festkörpertargets gegeben ist (Ausnahme: bei dem PE-Target befanden sich zwei Spektrometer  $20^\circ$  bzw.  $25^\circ$  unterhalb dieser Ebene).

#### **Winkelabhängigkeit der heißen Elektronentemperatur:**

In Abbildung 7-10 und Abbildung 7-11 ist die Winkelabhängigkeit der heißen Elektronentemperatur für verschiedene Targets dargestellt:

##### *Dicke Targets:*

Als dicke Targets werden solche bezeichnet, die die Bewegung von Elektronen mit Energien oberhalb von einigen 100 keV signifikant beeinflussen. Dies geschieht, wenn sich die Elektronen in die Richtung bewegen, in der sich das Target befindet: Winkelbereich von  $90^\circ$  bis  $270^\circ$ . Aus diesem Grund sind bei diesen Messpositionen keine sinnvollen Elektronenspektren zu bestimmen. Deshalb wurden die aus den gemessenen Photonenspektren ermittelten Temperaturen in die Abbildung 7-10 eingetragen. Wie oben beschrieben (siehe Abschnitt 7.3.2) sind die Zahlenwerte zwar nicht direkt mit den Temperaturen der Elektronenspektren zu vergleichen, jedoch dienen sie als Anhaltspunkt zur Vervollständigung des Bildes. Die entsprechenden Messpunkte sind durch offene Symbole dargestellt. Bei dem dicken Tantal-Target (1 mm) ist ein deutliches Maximum der heißen Elektronentemperatur im Bereich von  $270^\circ$  bis  $360^\circ$  zu erkennen. Das ist der Viertelkreis, in dem die optische Reflexion des Laserlichts liegt. Für diesen Bereich wurde bereits bei Messungen der Photonenemission mit der Vorläuferversion des Wenig-Kanal-Spektrometers (Verwendung von 16 TLD-Ebenen) ein Emissionsmaximum festgestellt [Schw01]. Die entsprechenden Messpunkt aus der genannten Veröffentlichung sind in Abbildung 7-10 blau dargestellt, die Laserintensität betrug ca.  $0,5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ . Eine theoretische Erklärung dieser richtungsabhängigen Emission kann durch die Betrachtung von Elektronen hergeleitet werden, die seitlich aus dem Bereich des Wechselwirkungsgebietes des Lasers mit dem Plasma emittieren [Gibb02]. Dazu wird der relativistische Impuls- und Energieerhaltungssatz eines Elektrons betrachtet, auf das ein bestimmter Energiebetrag an kinetischer Energie  $\Delta E$  vom Laser übertragen wird [Moor95], siehe dazu Abbildung 7-9. Die Art und Weise der Energieübertragung ist momentan zweitrangig.

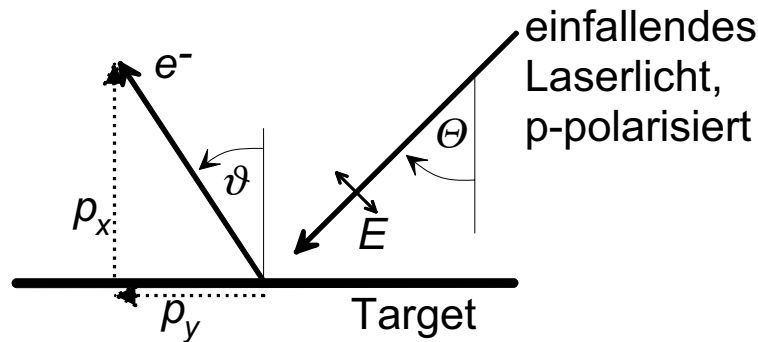


Abbildung 7-9: Geometrische Anordnung zur Berechnung der Winkelabhängigkeit der Strahlungsemission von heißen Elektronen. Das Magnetfeld  $B$  des einfallenden Laserlichtes oszilliert senkrecht zur Blattebene.

Die Impulserhaltung in der Richtung parallel zur Targetoberfläche liefert:

$$c \cdot p_y = \Delta E \cdot \sin \Theta \quad (7.3)$$

mit  $c$ , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,

$p_y$ , dem Impuls des emittierten Elektrons in  $y$ -Richtung,

$\Theta$ , dem Einfallswinkel des Laserstrahles relativ zur Targetnormalen.

Die Energieerhaltung liefert:

$$\Delta E = (\gamma - 1) \cdot m_0 \cdot c^2 \quad (7.4)$$

mit  $\gamma$ , der Gesamtenergie des emittierten Elektrons dividiert durch seine Ruhenergie:

$$\gamma = E_{\text{ges}} / (m_0 \cdot c^2) \quad (7.5)$$

mit  $m_0$ , der Ruhmasse des Elektrons.

Die Richtung der Elektronen-Emission ist durch den Quotienten  $p_y/p_x = \tan \vartheta$  gegeben.

Um diesen zu bestimmen wird Gleichung (7.4) in (7.3) eingesetzt:

$$p_y = (\gamma - 1) \cdot m_0 \cdot c \cdot \sin \Theta \quad (7.6)$$

Durch Umstellen und Quadrieren ergibt sich:

$$\gamma^2 = \left(1 + \frac{p_y}{m_0 \cdot c \cdot \sin \Theta}\right)^2 \quad (7.7)$$

Der relativistische Energieerhaltungssatz ist gegeben durch:

$$E_{\text{ges}}^2 = m_0^2 \cdot c^4 + c^2 \cdot \bar{p}^2 \quad (7.8)$$

Division durch  $c^2$  und Einsetzen von Gleichung (7.5) liefert

$$\bar{p}^2 = (\gamma^2 - 1) \cdot m_0^2 \cdot c^2 \quad (7.9)$$

Für den in Abbildung 7-9 dargestellten zwei-dimensionalen Fall ist das

$$\gamma^2 = 1 + \frac{p_x^2}{m_0^2 \cdot c^2} + \frac{p_y^2}{m_0^2 \cdot c^2} \quad (7.10)$$

Umstellen nach  $p_x$ , Einsetzen von (7.7) und Umformungen führen zu

$$p_x = \sqrt{\frac{2 \cdot p_y \cdot m_0 \cdot c}{\sin \Theta} + \frac{p_y^2 \cdot \cos^2 \Theta}{\sin^2 \Theta}} \quad (7.11)$$

Somit ergibt sich der Quotient

$$\frac{p_y}{p_x} = \frac{p_y \cdot \sin \Theta}{\sqrt{2 \cdot p_y \cdot m_0 \cdot c \cdot \sin \Theta + p_y^2 \cdot \cos^2 \Theta}} \quad (7.12)$$

Durch Gleichung (7.6) wird  $p_y$  auf der rechten Seite eliminiert:

$$\frac{p_y}{p_x} = \tan \vartheta = \frac{(\gamma - 1) \cdot \sin \Theta}{\sqrt{2 \cdot (\gamma - 1) + (\gamma - 1)^2 \cdot \cos^2 \Theta}} \quad (7.13)$$

mit  $(\gamma - 1) = \frac{E_{\text{kin}}}{m_0 \cdot c^2}$ , gemäß Gleichung (7.4) der auf das emittierte Elektron übertragene

kinetischen Energie, normiert auf seine Ruhenergie.

Gleichung (7.13) gilt bei Vernachlässigung von Streuungen und selbstinduzierten Feldern und wurde bereits in der Literatur dargestellt [Schw01]. Einige Zahlenbeispiele verdeutlichen das Ergebnis:

1. Für kleine kinetische Energien ( $\gamma - 1 \ll 1$ ) ergibt sich unter Vernachlässigung des

Terms zweiter Ordnung in  $(\gamma - 1)$ :  $\tan \vartheta = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)}{2}} \cdot \sin \Theta \approx 0 \Rightarrow \vartheta \approx 0$ , Abstrahlung

von niederenergetischen Elektronen senkrecht zur Targetoberfläche.

2. Für sehr große Werte von  $(\gamma - 1)$ , das heißt für stark relativistische Elektronen, ist der

linke Term im Nenner von (7.13) vernachlässigbar:  $\tan \vartheta = \frac{(\gamma - 1) \cdot \sin \Theta}{\sqrt{(\gamma - 1)^2 \cdot \cos^2 \Theta}} = \tan \Theta$ :

die Richtung optischer Reflexion des einfallenden Laserstrahles (spekular).

3. Bei den hier durchgeführten Experimenten war der Einfallswinkel des Laserstrahles

$\Theta = 45^\circ$ . Für Elektronen mit einer kinetischen Energie von  $(\gamma - 1) \cdot m_0 \cdot c^2 = 0,7 \text{ MeV}$  folgt

$\vartheta = 27^\circ \equiv 333^\circ$  in der geometrischen Anordnung von Abbildung 7-10. Das ist in etwa

die Lage des Emissionsmaximums bei einer Laserintensität von  $0,5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ , blaue

Kurve in Abbildung 7-10. Die aufgeweitete Richtungsverteilung resultiert aus Streuungen

der beschleunigten Elektronen im lasererzeugten Plasma.

Für wesentlich größere Elektronenenergien ist die Lorentz-Kraft  $\vec{F}$  durch das Magnetfeld

$\vec{B}$  des Laserlichts auf die Elektronen nicht mehr zu vernachlässigen. Sie wird bei

Laserlichtintensitäten größer gleich  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  wesentlich mitbestimmend:

$$\vec{F} = -e \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (7.14)$$

mit  $\bar{v}$ , der Geschwindigkeit der beschleunigten Elektronen, siehe Abbildung 7-9, und  $e$ , der Elementarladung.

Bei den Experimenten wurde p-polarisiertes Licht verwendet, siehe Abbildung 7-9. Daher stehen sowohl  $\bar{v}$  und  $\bar{B}$  senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers; somit wirkt die Lorentz-Kraft in diese Richtung. Die Elektronen werden zusätzlich in Vorwärtsrichtung des Laserstrahles beschleunigt. Dadurch werden die Elektronen bei sehr großen Intensitäten ( $I \geq 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) in die Richtung zu noch größeren Winkeln  $\vartheta$  als  $45^\circ$  emittiert. Es findet eine Überlagerung der Effekte statt. Dieser Trend zeigt sich insbesondere bei den Messpunkten mit dem Target aus Polyethylen (PE). Das Maximum verschiebt sich in die Richtung parallel zur Targetoberfläche ( $270^\circ$ ).

#### *Dünne Targets:*

Bei dem dünnen Target ( $12 \mu\text{m}$  Tantal) ist die Auswirkung des gerade beschriebenen Effektes noch deutlicher zu erkennen. Auf Grund der geringen Targetdicke werden hier die Elektronen in ihrer Bewegung nicht durch das Target gestört (siehe oben). Das Ergebnis spiegelt somit das ursprüngliche Bewegungsverhalten der Elektronen wider. Insgesamt ist ein breites Maximum um die Richtung parallel zur Targetoberfläche zu erkennen. Insbesondere der Anteil in Ausbreitungsrichtung des Lasers wurde bereits in früheren Experimenten beobachtet [Li01] und kann neben der Beschleunigung der Elektronen durch die Lorentz-Krafts mit der so genannten Wake-Field-Beschleunigung [Ami98] oder der so genannten direkten Laser-Beschleunigung (DLA) [Gahn99] erklärt werden, siehe Abschnitt 2.2.5.

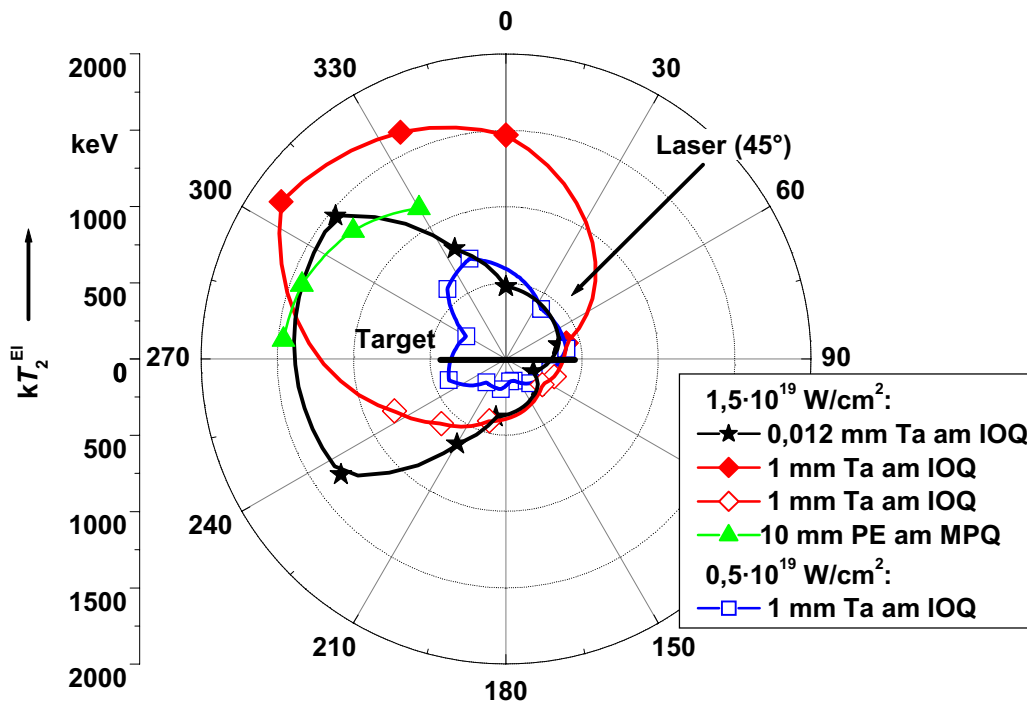


Abbildung 7-10: Winkelabhängigkeit der heißen Elektronentemperatur für unterschiedliche Targets (die jeweiligen Laserparameter für IOQ und MPQ sind in Tabelle 7-1 gegeben). Geschlossene Symbole: Temperatur auf Grund von Elektronenmessung bestimmt;

Offene Symbole: Temperatur auf Grund von Photonenmessung bestimmt. Die Daten sind in Abbildung 7-11 in linearer Darstellung aufgetragen.

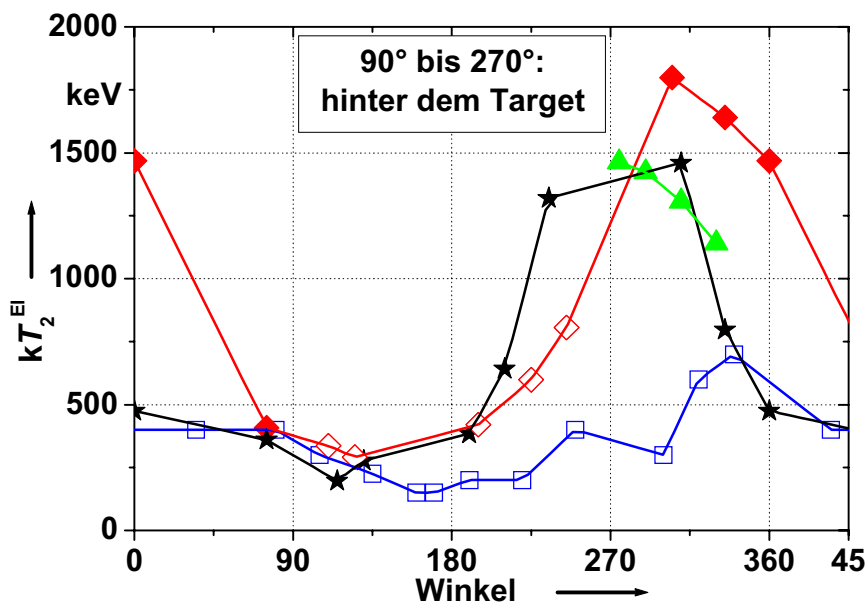


Abbildung 7-11: Wiederholung der Daten aus Abbildung 7-10 in linearer Auftragung. Die Datenpunkt bis 45° sind am rechten Bildrand wiederholt.

### **Winkelabhängigkeit der Anzahl der Elektronen bei bestimmten Teilchenenergien:**

Das oben beschriebene Richtungsverhalten der Strahlungsemission bestätigt sich bei Betrachtung der emittierten Elektronenfluenzen. In Abbildung 7-12 und Abbildung 7-13 ist die spektrale raumwinkelbezogene Teilchenfluenz pro Laserschuss für zwei unterschiedliche Elektronenenergien (1 MeV und 4,5 MeV) dargestellt. Insbesondere bei 4,5 MeV Elektronenenergie ist dieselbe Richtungscharakteristik wie bei den heißen Elektronentemperaturen zu erkennen, man beachte die logarithmische Ordinate. Bei einer Elektronenenergie von 1 MeV tritt keine eindeutige Richtungsabhängigkeit der Emission auf. Die Fluenz bei 1 MeV ist wesentlich durch den Anteil des Spektrums mit der niedrigen Elektronentemperatur  $T_{\text{cold}}$  bestimmt; die Fluenz bei 4,5 MeV durch den Anteil hoher Temperatur  $T_{\text{hot}}$ , siehe Abbildung 7-6 und Abbildung 7-7. Somit zeigt sich in den Ergebnissen eindeutig, dass die Produktion der „heißen“ Elektronen anderen Mechanismen unterliegen als die Produktion der „kalten“ Elektronen.

Die Richtungsabhängigkeit der Elektronenfluenzen ist stark von der Elektronenenergie abhängig: Elektronen mit nur 1 MeV Teilchenenergie besitzen lediglich die 2-fache kinetische Energie ihrer Ruhenergie, währenddessen 4,5 MeV bereits der 9-fachen Ruhenergie entsprechen. Das ist eine Hinweis darauf, dass die Richtungscharakteristik der Emission durch relativistische Effekte mitbestimmt ist.

### **Vergleich der gemessenen Winkelabhängigkeit der emittierten Strahlung mit Daten aus der Literatur:**

Es gibt eine Vielzahl von Variationsmöglichkeiten, Experimente an Hochintensitätslasern durchzuführen. Daher ist ein Vergleich mit Daten, die bei exakt denselben experimentellen Bedingungen wie Targetmaterial- und -dicke, Laserart, -intensität und -einfallrichtung durchgeführt wurden, kaum möglich. Aus diesem Grund werden hier Ergebnisse von ähnlichen Experimenten kurz dargestellt und mit den Ergebnissen dieser Arbeit in Bezug gebracht. Ein ganz wesentlicher Parameter ist die Laserintensität. Wie in Kapitel 2 dargelegt, bestimmt diese die vorherrschenden Wechselwirkungsmechanismen und Effekte zwischen Laser und Target bzw. erzeugtem Vorplasma. Somit wird im Folgenden hauptsächlich auf solche Experimente und Theorien eingegangen, wo Intensitäten zwischen  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> und  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> auftreten. Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Einfallrichtung des Laserstrahles auf das Target. Ist diese Null Grad, so wird üblicherweise ein Emissionsmaximum in Vorwärtsrichtung des Lasers beobachtet, sowohl bei Festkörpertargets [Malka96] wie auch bei Gastargets [San01], [Gahn02].

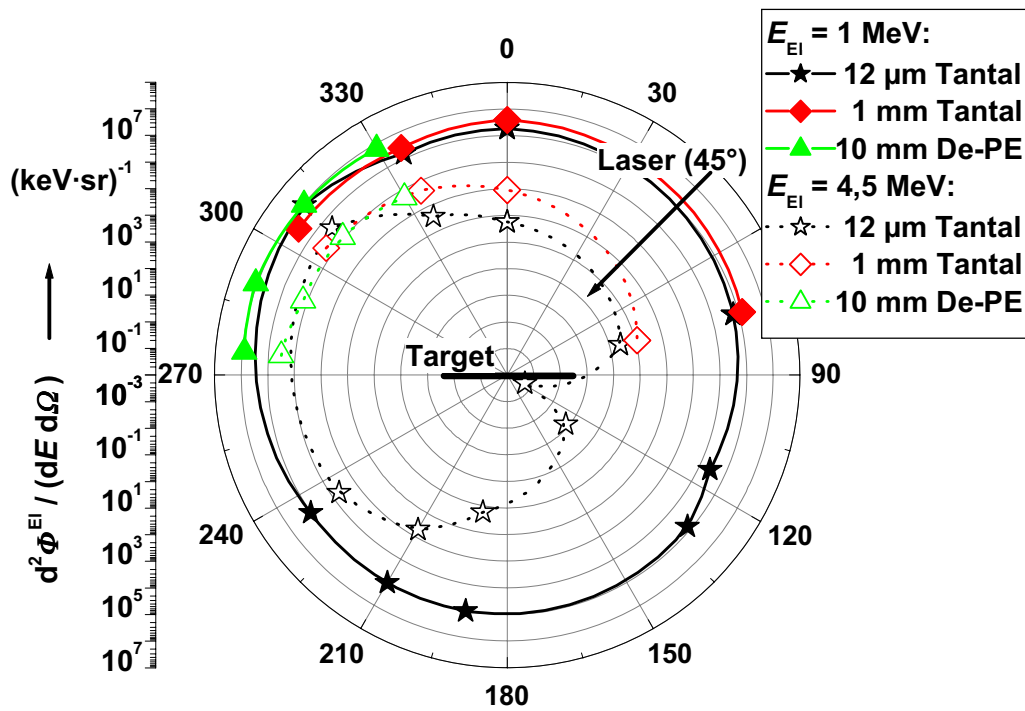


Abbildung 7-12: Winkelabhängigkeit der spektralen raumwinkelbezogenen Elektronenfluenz bei 1 MeV und 4,5 MeV Elektronenenergie für verschiedene Targets. Die Laserintensität betrug  $1,5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ . Weitere Details zu den jeweiligen Laserparametern sind der Tabelle 7-1 zu entnehmen (Tantal: IOQ; Polyethylen: MPQ). Hinter dem Target wurden lediglich für das dünne Target Elektronenspektren gemessen. Die Daten sind in Abbildung 7-13 in linearer Darstellung aufgetragen.

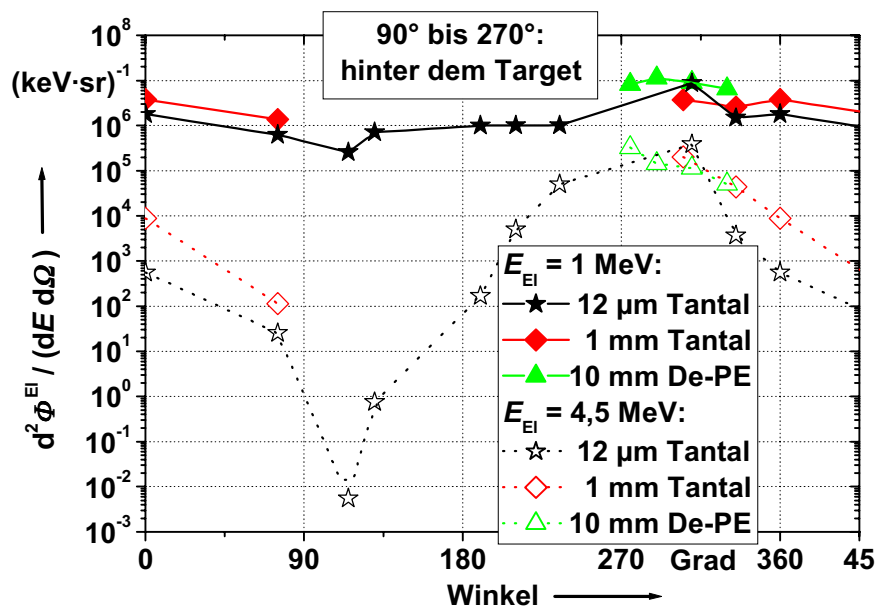


Abbildung 7-13: Wiederholung der Daten aus Abbildung 7-12 in linearer Auftragung. Die Datenpunkt bei  $0^\circ$  sind am rechten Bildrand wiederholt.



Bei den Experimenten dieser Arbeit betrug die Einfallsrichtung des Laserstrahls stets  $45^\circ$ . In Tabelle 7-2 sind die wenigen verbleibenden Arbeiten in tabellarischer Form aufgeführt. Es ist festzustellen, dass bisher keine andere experimentelle Arbeit den gesamten Winkelbereich von  $360^\circ$  um das Target herum behandelt hat, insbesondere nicht für dünne Targets. Darüber hinaus steht leider keine vergleichbare Arbeit (weder experimentell noch theoretisch) zur Verfügung, wo neben der Laserintensität und der Einfallsrichtung auch die Laserenergie mit den Werten dieser Arbeit übereinstimmt. Somit müssen Arbeiten herangezogen werden, in denen die Laserenergie sehr viel größer ist als bei dieser Arbeit.

Für Laserintensitäten kleiner als  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> bestimmt eine theoretische Arbeit Emissionsmaxima bei  $180^\circ$  bis  $225^\circ$  und bei  $315^\circ$  bis  $360^\circ$  [Sheng00]. Letzteres stimmt mit dem in dieser Arbeit bei ca.  $0,5 \cdot 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> gemessenen Maximum bei  $335^\circ$  überein (siehe blaue Kurve in Abbildung 7-10). Für Intensitäten von  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> und größer macht die Arbeit leider keine Aussagen, da die verwendeten Berechnungen hier ihre Gültigkeit verlieren.

Das Emissionsmaximum einer experimentellen Arbeit stimmt in etwa mit dem Maximum hinter dem Target dieser Arbeit überein: um  $235^\circ$  bei Betrachtung des Bereiches von  $125^\circ$  bis  $235^\circ$  [San00]. In der Literatur ist ein solches Maximum bereits bei einer Intensität von  $5 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> bei  $215^\circ$  beschrieben [Li01].

Der weitaus größte Winkelbereich wurde experimentell in einer weiteren Arbeit erfasst [Edw02]. Hier ist eine deutliche Diskrepanz zu den Ergebnissen dieser Arbeit zu erkennen. Auf der Vorderseite des Targets wurde kein Maximum der Strahlungsemission festgestellt. Eine mögliche Ursache ist, dass die wesentlich größere Laserenergie (mehr als ein Faktor 100 größer als bei den Experimenten dieser Arbeit) und wesentlich längere Pulsdauer (ca. ein Faktor 10 mehr als in dieser Arbeit) bevorzugt die Beschleunigungsmechanismen für Elektronen mit Kraftwirkung in Vorwärtsrichtung des Laserstrahls bewirkt. Hier ist besonders die relativistische Selbstfokussierung zu nennen. Auf Grund der wesentlich größeren Pulsdauer und Energie kann sich diese vermutlich ausbilden.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass einzelne Aspekte der Richtungsabhängigkeit der Strahlungsemission sowohl durch andere Arbeiten experimentell nachgewiesen als auch theoretisch bestätigt wurden. Dies gilt jedoch nicht für alle hier beobachteten Eigenschaften. Insbesondere ist zu beachten, dass nicht alle Ergebnisse von Experimenten mit sehr hoher Laserenergie auf so genannte „table-top“-Systeme, wie in dieser Arbeit verwendet, übertragbar sind. Diese Übertragbarkeit wird in der Literatur teilweise angenommen [Edw02].

Tabelle 7-2: Übersicht der wesentlichen Bedingungen der betrachteten Arbeiten im Vergleich zu den Bedingungen dieser Arbeit und die entsprechenden Ergebnisse.

	Diese Arbeit	[Sheng00]	[San00]	[Edw02]
Target	Festkörper: PE, Cu, Ta, dick und dünn	Festkörper	Festkörper: Ta, dick ([Norr99]: Pb, dick; sonst praktisch gleich)	Festkörper: Ta, dick
Laserlicht	$\lambda=790$ nm	$\lambda=c \cdot \tau$ mit $\tau$ der Oszillationsperiode	$\lambda=1054$ nm	keine Angabe, vermutlich $\lambda=1054$ nm
Laserenergie	0,3 J bis 0,6 J	---	20 J bis 50 J	80 J
Pulsdauer (FWHM)	90 fs bis 140 fs	$25 \cdot \tau$ (=83 fs bei $\lambda=1000$ nm)	1000 fs bis 1500 fs	900 fs bis 1200 fs
Laserintensität	$(0,5-1,5) \cdot 10^{19}$ W/cm <sup>2</sup>	bis $<10^{19}$ W/cm <sup>2</sup>	$(1-3) \cdot 10^{19}$ W/cm <sup>2</sup>	$5 \cdot 10^{19}$ W/cm <sup>2</sup>
Vorpuls	0,6 ps bis 12 ns	---	300 ps bis 1 ns	keine Angabe
Einstrahlrichtung	$45^\circ = \alpha$	$\alpha$ = Winkel zw. Targetnormale und Laser	$45^\circ$	$45^\circ$
Polarisation	p	p	p	keine Angabe
Art der Arbeit	experimentell	analytisch; Simulation	experimentell; Monte Carlo	experimentell
Methode der Bestimmung	spektrale Elektronen- und Photonenmessung	Hamiltongleichung, particle-in-cell code	Messung von Photonen mit $E_{Ph} > 10$ MeV	Messung von Photonen mit TLDs
betrachteter Bereich	$0^\circ$ bis $360^\circ$	$0^\circ$ bis $360^\circ$	$125^\circ$ bis $235^\circ$ , d.h. nur hinter dem Target	$85^\circ$ bis $380^\circ$ ( $20^\circ$ ); $20^\circ$ bis $85^\circ$ nicht
Winkelbereich mit der stärksten Emission	Allg.: $180^\circ$ bis $360^\circ$ ; $0,5 \cdot 10^{19}$ W/cm <sup>2</sup> : $335^\circ$ ; $1,5 \cdot 10^{19}$ W/cm <sup>2</sup> : $225^\circ$ bis $315^\circ$	$180^\circ$ bis $180^\circ + \alpha$ und $360^\circ - \alpha$ bis $360^\circ$ <sup>6</sup> ; $\alpha = 45^\circ$ : $180^\circ$ bis $225^\circ$ und $315^\circ$ bis $360^\circ$	$180^\circ$ bis $235^\circ$ ; je größer, desto größer das Vorplasma (großer Vorpulsabstand => großes Vorplasma)	$125^\circ$ bis $245^\circ$
Energieabhängigkeit	hochenergetische Strahlung ( $E_{El} > 1$ MeV) stärker gepeakt	Hochenergetische Strahlung ( $E_{El} > 1$ MeV) stärker gepeakt	keine Aussage, da nur in einem Energiebereich ( $E_{Ph} > 10$ MeV) gemessen	nein
Phot. u. El. korreliert	ja	ja	ja, laut Monte Carlo	keine Aussage

<sup>6</sup> Für targetnormalen Einfall der Laserstrahlung ergibt sich, dass nur Strahlung in und entgegengesetzt der Laserausbreitungsrichtung emittiert wird; dies wird im Text der Veröffentlichung nicht weiter kommentiert.

### 7.3.5 Konversionseffizienzen und heiße Elektronentemperaturen

Die gemessenen Fluenzspektren der Elektronen und Photonen wurden verwendet, um weitere charakteristische Größen der Strahlungsemission zu bestimmen. Diese sind im unteren Bereich der Tabelle 7-3 wiedergegeben. Zum Vergleich sind im oberen und mittleren Bereich sowohl Targeteigenschaften, Laserparameter als auch Eigenschaften von Elektronen im relevanten Energiebereich (MeV) aufgeführt.

#### **Beschreibung der Targeteigenschaften:**

Zu Untersuchung der entsprechenden Abhängigkeiten wurde bei den Experimenten einerseits die Kernladung des Targets variiert (Experimente am MPQ) und andererseits die Targetdicke (Experimente am IOQ). Alle Targets bis auf das nur 12  $\mu\text{m}$  dicke Tantaltarget sind dick im Vergleich zur Reichweite von Elektronen mit einer Energie von 0,5 MeV im entsprechenden Material (siehe Zeile 9).

#### **Beschreibung der ermittelten Emissionseigenschaften:**

Entsprechend der großen Unsicherheiten der Fluenzspektren im niederenergetischen Bereich (siehe Abschnitt 6.5.7) wurden die Eigenschaften nur für Teilchen mit Energien oberhalb 0,5 MeV bestimmt.

*Konversionseffizienz von Laserlicht-Energie zu Elektronen-Energie:  $\eta_{\text{El/La}}$ :*

Die Konversionseffizienz  $\eta_{\text{El/La}}$  liegt zwischen 2% und 10% (siehe Zeile 11). Die folgenden Trends sind zu erkennen: Je höher die Kernladung  $Z$  des Targetmaterials und je dicker das Target, desto höher  $\eta_{\text{El/La}}$ . Beide Trends können als eine Abhängigkeit von der Elektronendichte pro Targetfläche beschrieben werden: Je höher die Kernladung, desto höher die Elektronendichte (siehe Zeile 6) und je dicker das Target, desto mehr Elektronen sind pro Targetfläche vorhanden. Von dem oben beschriebenen allgemeinen Trend abweichend ist  $\eta_{\text{El/La}}$  bei  $Z = 4,7$  und  $Z = 29$  gleich. Die Ursache kann in der um einen Faktor zwei unterschiedlichen Laserintensität bei  $Z = 4,7$  gegenüber  $Z = 29$  liegen. Darüber hinaus ist  $\eta_{\text{El/La}}$  bei den zwei dicken Tantal-Targets um einen Faktor zwei unterschiedlich. Die Ursache kann in der unterschiedlichen Laserenergie (ebenfalls ein Faktor zwei) liegen.

*Konversionseffizienz von Elektronen-Energie zu Photonen-Energie:  $\eta_{\text{Ph/El}}$ :*

Die Konversionseffizienz  $\eta_{\text{Ph/El}}$  liegt zwischen 0,1% und 0,7% (siehe Zeile 12). Auch hier sind die oben genannten Trends zu erkennen. Zum Vergleich ist in Zeile 10 die Bremsstrahlungsausbeute  $\eta_{\text{Brems}}$  für monoenergetische Elektronen mit einer Energie von 1 MeV angegeben. Diese Energie ist ein Mittelmaß für die gemessenen Elektronenspektren.

Genauso wie  $\eta_{\text{Brems}}$  steigt auch  $\eta_{\text{Ph/EI}}$  mit steigender Kernladung  $Z$  an, jedoch nicht in gleichem Maße. Diese geringere Photonenausbeute als theoretisch erwartet wurde bereits in Abschnitt 7.3.2 diskutiert. Bei den Messungen am IOQ ist zu erkennen, dass  $\eta_{\text{Ph/EI}}$  auch mit der Targetdicke ansteigt. Die Ursache ist, dass die erzeugten Elektronen auf Grund der geringen Targetdicke auf wesentlich weniger Wechselwirkungspartner treffen als bei dem dicken Target. Somit wird weniger Bremsstrahlung erzeugt. Diese Beobachtung zeigt, dass die beobachtete Bremsstrahlung nicht hauptsächlich im lasererzeugten Plasma sondern wesentlich im kalten Targetmaterial entsteht. Auch hier zeigt der Vergleich der beiden dicken Tantaltargets, dass  $\eta_{\text{Ph/EI}}$  (wie auch  $\eta_{\text{EI/La}}$ ) ca. um einen Faktor zwei größer, wenn die eingestrahelte Laserenergie entsprechend größer ist.

#### *Heiße Elektronentemperatur:*

Die heiße Elektronentemperatur wurde in Abhängigkeit der Targetdicke bereits im vorhergehenden Abschnitt insbesondere bezüglich der Winkelabhängigkeit ausführlich diskutiert. Die Abhängigkeit vom Targetmaterial wurde in dem Winkelbereich maximaler Elektronentemperatur bei dicken Targets gemessen (siehe Abbildung 7-10) und in Zeile 13 der Tabelle 7-3 wiedergegeben. In der Literatur wurde bei einer vergleichbaren Laserintensität eine ähnliche Abhängigkeit der heißen Elektronentemperatur von der Kernladung des Targets festgestellt [Norr99].

Tabelle 7-3: Übersicht der durchgeführten Experimente. Oberer Bereich (bis Zeile 6): Targeteigenschaften. Anschließend (bis Zeile 8): einige Laserparameter, weitere sind in Tabelle 7-1). Anschließend (bis Zeile 10): einige Elektroneneigenschaften. Letzter Bereich (bis Zeile 13): Resultate, die aus den gemessenen Spektren berechnet wurden.

1	Experimentierort	MPQ			IOQ	
2	Targetmaterial	PE <sup>a)</sup>	Cu	Ta	Ta1	Ta2
3	Targetdicke in mm	10	10	10	0,012	1
4	Kernladung Z des Targets	4,7	29	74	74	74
5	Makroskopische Target-Dichte in g/cm <sup>3</sup>	1,06	8,9	16,7	16,7	16,7
6	Elektronendichte des Targets in 10 <sup>24</sup> /cm <sup>3</sup>	0,32	2,4	4,1	4,1	4,1
7	Pulsenergie in J	0,6			0,3	
8	Peak-Intensität in 10 <sup>19</sup> W/cm <sup>2</sup>	1,5	0,7	1,0	1,5	1,5
9	CSDA Reichweite <sup>b)</sup> (continuous-slowing-down approximation) für Elektronen mit einer Teilchenenergie von 0,5 MeV in mm	1,6	0,29	0,19	0,19	0,19
10	Bremsstrahlungsausbeute <sup>b)</sup> für Elektronen mit einer Teilchenenergie von 1 MeV	0,0026	0,02	0,06	0,06	0,06
11	Gemessene Konversionseffizienz von Laserlicht-Energie zu Elektronen-Energie: $4\pi \sum_j (\Phi_{j,\Omega}^{El} \cdot E_j^{El}) / E_{\text{Laserlicht}}$ für $E_j \geq 0,5$ MeV	0,04	0,04	0,1	0,02 <sup>c)</sup>	0,05
12	Gemessene Konversionseffizienz von Elektronen-Energie zu Photonen-Energie: $\sum_j (\Phi_j^{Ph} \cdot E_j^{Ph}) / \sum_j (\Phi_j^{El} \cdot E_j^{El})$ für $E_j \geq 0,5$ MeV	0,001	0,004	0,007	0,001 <sup>c)</sup>	0,003
13	Gem. heiße Elektronentemperatur in MeV	1,2	1,5	1,7	1,1	1,7

a) Polyethylene aus Kohlenstoff und Deuterium, (C<sub>2</sub>D<sub>4</sub>)<sub>n</sub>

b) Daten aus der ESTAR-Datenbank des NIST (National Institute of Standards and Technology): <http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

c) Dieser Wert stammt nicht aus dem Winkelbereich von 305° bis 335°, da die Daten hier zu große Unsicherheiten aufweisen, sondern aus der Winkelrichtung 360°.

## 8 Erste Anwendungen der lasererzeugten ionisierenden Strahlung

### 8.1 Einleitung

Im vorherigen Kapitel wurde dargestellt, dass unter anderem eine signifikante Anzahl von hochenergetischen Photonen (keV- bis MeV-Bereich) durch lasererzeugte Plasmen produziert werden kann.

Eine der möglichen Anwendungen ist der Einsatz in der Röntgendiagnostik. Hier wirkt sich die geringe Ausdehnung des strahlungserzeugenden Bereiches von wenigen Mikrometern im Durchmesser positiv aus. Dadurch können bei gleicher Dosis Röntgenaufnahmen mit höherer Bildschärfe erstellt bzw. bei gleich bleibender Qualität der Aufnahme die notwendige Dosis verringert werden. Dieser Aspekt ist z.B. im Bereich der Mammographie (Untersuchung zur Früherkennung von Brustkrebs) von großer Relevanz. Hier ist bei Reihenuntersuchungen insbesondere bei jungen Frauen der durch die Untersuchungen bewirkte Schaden momentan noch größer als der erzielte Nutzen. Das würde sich bereits bei einer Reduzierung der Dosis um einen Faktor drei ändern. Zur Nachbildung der üblicherweise verwendeten Spektren würden Molybdäntargets benutzt. Eine weitere Anwendung ist die Erzeugung von Kernprozessen, insbesondere die Umwandlung von langlebigen Radionukliden in kurzlebige (Transmutation). Dabei steht als Fernziel die Reduzierung des radioaktiven Abfalls aus der Kernenergiegewinnung vor Augen [IAEA01]. Die erzielten Effekte sind jedoch noch weit von der routinemäßigen Anwendung entfernt. Momentan geht es vielmehr darum, die Methode an sich experimentell zu bestätigen. Als erster Nachweis, dass Kernprozesse mit kleinen Lasersystemen ausgelöst werden können, dient die Erzeugung von Photoneutronen in  $^9\text{Be}$ .

### 8.2 Erzeugung und Nachweis von Photoneutronen in $^9\text{Be}$

#### 8.2.1 Mechanismen der Erzeugung und des Nachweises von Photoneutronen

Um eine möglichst hohe Reaktionsrate zu erzielen, wird das Experiment in unmittelbarer Nähe zum lasererzeugten Plasma durchgeführt. Aus diesem Grund herrschen natürlich die in Kapitel 3 genannten extremen Randbedingungen wie ein hoher Teilchenfluss von Elektronen und Photonen sowie ein starker elektro-magnetischer Stör-Impuls. Das Nachweissystem muss somit unempfindlich gegen diese Einflüsse sein. Daher wurde, ähnlich wie mit der TLD-Messtechnik, eine passive Nachweismethode ausgewählt, um die Zahl der entstehenden Photoneutronen zu bestimmen. Ausgehend von den lasererzeugten hochenergetischen Photonen treten dazu die nachfolgend angeführten Mechanismen auf:

1. Der Kern-Photoeffekt im Beryllium ist der nachzuweisende Prozess:  
 ${}^9\text{Be} (\gamma_{E>1,67\text{MeV}}, n) 2\alpha$ . Die Kern-Reaktion besitzt eine Photonenschwellenergie (Q-Wert) von 1,67 MeV [Mob50], [Jakob61].
2. Die entstehenden Neutronen werden in einer Moderator-Kugel aus Polyethylen (Bonnerkugel) thermalisiert,  $n \rightarrow n_{\text{therm}}$ .
3. und anschließend in Gold, welches sich im Zentrum der Bonnerkugel befindet, eingefangen:  ${}^{197}\text{Au} (n, \gamma) {}^{198}\text{Au}$ .
4. Das entstehende Gold-Isotop ist instabil und unterliegt einem Beta-Zerfall mit einer Halbwertszeit von 2,7 Tagen. Der folgende Zerfall dominiert mit ca. 99% Verzweigungswahrscheinlichkeit:  ${}^{198}\text{Au} \xrightarrow[\beta^-]{2,7\text{Tage}} {}^{198}\text{Hg} + \gamma_{E=412\text{keV}}$
5. Die emittierten Photonen ( $E_\gamma = 412\text{keV}$ ) können nach der Bestrahlung mit einem HP-Ge-Detektors nachgewiesen werden.

Der experimentelle Aufbau zur Bestrahlung am Laser und die Laserparameter sind in Abbildung 8-1 wiedergegeben. Die Position der Beryllium-Scheibe wurde in Richtung maximaler Strahlungsemission bei dicken Targets gewählt (siehe Abbildung 7-10).

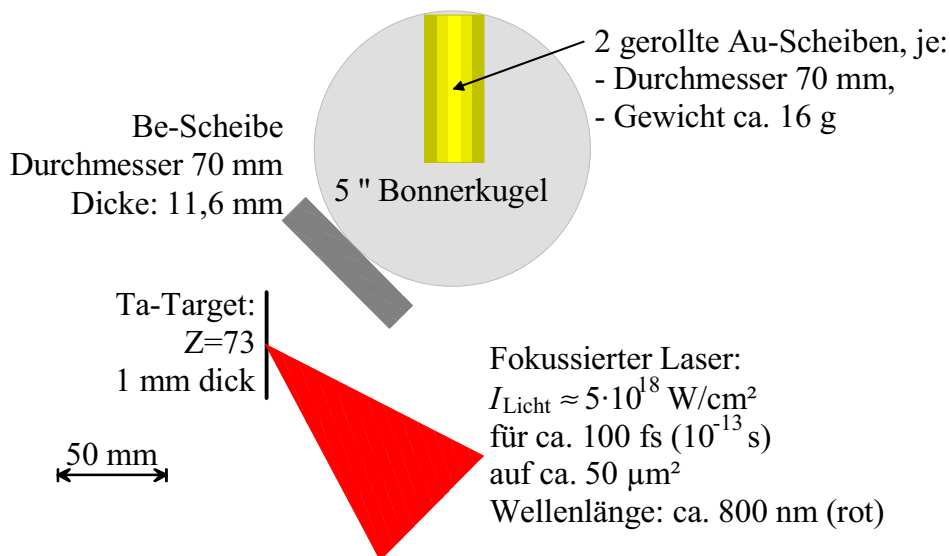


Abbildung 8-1:  
Experimentelle  
Anordnung zur  
Erzeugung von  
Photoneutronen.

Alternativ können auch direkt im Tantaltarget Photoneutronen erzeugt werden: Die Schwellenergie liegt hier jedoch bei 7,6 MeV. In diesem Energiebereich ist die spektrale Photonenfluenz bereits um 4,5 Größenordnungen geringer als bei 1,6 MeV [Schw01]. Der  $(\gamma, n)$ -Wirkungsquerschnitt in Ta ist jedoch nur einen Faktor 100 größer als in Be [Bram63]. Der Erzeugungsort der Photonen liegt deutlich dichter am Tantal, der der Neutronen deutlich dichter an der Bonnerkugel. Somit heben sich die Effekte durch das quadratische Abstandsgesetz gegenseitig auf. Die Neutronenfluenz in der Bonnerkugel ist durch die Neutronen aus dem Beryllium dominiert.

Zum Nachweis der Gamma-Strahlung aus den Goldproben ( $E_\gamma = 412 \text{ keV}$ ) dient ein low-background HP-Ge-Detektor im Untergrundlaboratorium UDO der PTB [Neum00]. Aus der bekannten Nachweiswahrscheinlichkeit des HP-Ge-Detektors (9,5% bei der gemessenen Photonenenergie) und durch Subtraktion des Anteiles der Goldaktivierung durch thermische Neutronen aus der Umgebungsstrahlung ergibt sich, dass während der Bestrahlung am lasererzeugten Plasma mit 20.000 Laserschuss ca.  $10^4$  Goldatome durch hochenergetische Photonen ( $E > 1,67 \text{ MeV}$ ) aktiviert wurden.

### 8.2.2 Bestimmung der Zahl der erzeugten Photoneutronen

Zur Bestimmung der Zahl der erzeugten Photoneutronen dient eine grobe Abschätzung: Die Zahl der aktivierten Gold-Atome,  $N_{\text{Gold}}$ , steht mit der Zahl der auf die Bonnerkugel treffenden Neutronen im Zusammenhang:

$$N_{\text{Gold}} = R_n \cdot \Phi^n \quad (9.1)$$

mit  $\Phi^n$ , der Teilchenfluenz der Neutronen, die auf die Bonnerkugel trifft (unbekannt) und

$R_n$ , dem Ansprechvermögen der Bonnerkugel: Zahl der aktivierten Gold-Atome dividiert durch die auf die Bonnerkugel treffende Teilchenfluenz. In der Literatur ist das Ansprechvermögen für ein Helium-Zählrohr im Zentrum der Bonnerkugel angegeben:  $R_n^{\text{Helium}} \approx 2 \text{ cm}^2$  {Mittelwert für  $E^n < 1 \text{ MeV}$ } [Wiegel94]. In diesem Experiment wurde Gold für den Einfang der thermischen Neutronen verwendet. Das Verhältnis der Anzahl Gold- zu Helium- Atome gewichtet mit dem jeweiligen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen ist etwa 2. Somit ist der Wert  $R_n^{\text{Helium}}$  mit 2 zu multiplizieren:  $R_n = 2 \cdot R_n^{\text{Helium}} = 4 \text{ cm}^2$ .

Die Kernreaktionen im Beryllium erzeugen bei isotroper Abstrahlung der Neutronen am Ort des Zentrums der Bonnerkugel eine Neutronenfluenz von

$$\Phi^n = N_{\text{Be-Reakt}} / \{4\pi \cdot d_{\text{Be-K}}^2\} \quad (9.2)$$

mit  $N_{\text{Be-Reakt}}$ , der Zahl der Kernreaktionen (gesucht) und  $d_{\text{Be-K}} \approx 7 \text{ cm}$ , dem Abstand des Zentrums der Be-Scheibe zum Zentrum der Bonnerkugel.

Durch Einsetzen von Gleichung (9.1) in (9.2) ergibt sich die Anzahl der Kernreaktionen im Beryllium zu

$$N_{\text{Be-Reakt}} = 4 \cdot \pi \cdot d_{\text{Be-K}}^2 \cdot \frac{N_{\text{Gold}}}{R_n} \quad (9.3).$$

Einsetzen der Zahlenwerte liefert 77 Photoneutronen pro Laserschuss.



### 8.2.3 Bestimmung der verursachenden Photonenfluenz; Vergleich mit Spektren

Aus diesem Wert kann mittels der folgenden Gleichung auf die einfallende Photonenfluenz mit einer Photonenenergie oberhalb 1,67 MeV geschlossen werden:

$$N_{\text{Be-Reakt}} = N_{\text{Be-Kerne}} \cdot \sigma(\gamma, n)_{\text{Be}} \cdot \Phi^{\text{Ph: } E > 1,67 \text{ MeV}} \quad (9.4)$$

mit  $N_{\text{Be-Kerne}} \approx 5 \cdot 10^{24}$ : Anzahl der Kerne in der Beryllium-Scheibe,

$\sigma(\gamma, n)_{\text{Be}} \approx 5 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 = 0,5 \text{ mb}$  {Mittelwert für  $E^{\text{Ph}} \in (1,67 \text{ MeV}; 5 \text{ MeV})$ }: Wirkungsquerschnitt für die Kernreaktion [Jakob61] und

$\Phi^{\text{Ph: } E > 1,67 \text{ MeV}}$ , der zu bestimmenden Photonenfluenz.

Einsetzen der Gleichung (9.3) in (9.4) ergibt

$$\Phi^{\text{Ph mit } E > 1,67 \text{ MeV}} = \frac{N_{\text{Gold}} \cdot 4 \cdot \pi \cdot d_{\text{Be-K}}^2}{2 \cdot R_n \cdot N_{\text{Be-Kerne}} \cdot \sigma(\gamma, n)_{\text{Be}}} \quad (9.5)$$

$\approx 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  pro Laserschuss.

Die Beryllium-Scheibe befand sich ca. 4,5 cm vom Laserfokus entfernt; somit folgt für die

Photonenfluenz pro Raumwinkel  $\frac{d\Phi^{\text{Ph mit } E > 1,67 \text{ MeV}}}{d\Omega} \approx 6 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{sr}}$ .

Wie zu Beginn von Abschnitt 8.2.2 angedeutet, handelt es sich bei diesen Berechnungen um eine grobe Abschätzung. Somit ist keine detaillierte Unsicherheitsanalyse sinnvoll. Eine ebenfalls grobe Abschätzung der Unsicherheit ergibt einen Faktor 10, um den das Ergebnis abweichen kann.

Die entsprechende Photonenfluenz, die mit der Vorläufer-Version des Wenig-Kanal-Spektrometers gemessen wurde, beträgt ca.  $2 \cdot 10^5 \text{ sr}^{-1}$ . Details zu dieser Messung sind veröffentlicht [Schw01]. Im Rahmen der großen Unsicherheiten bei beiden Messverfahren stimmen die zwei Werte überein.

### 8.2.4 Ausblick für die Anwendung für Transmutation

Für die Praxis relevantere Kernreaktionen sind die Umwandlung von langlebigen Abfall-Produkten der Kernenergienutzung in kurzlebige Radionuklide. Die Schwellenergie der entsprechenden Reaktionen für die einfallende Photonenstrahlung ist hier jedoch mit ca. (6-8) MeV wesentlich höher als bei  ${}^9\text{Be}$ . Angesichts der Tatsache, dass die durch Laserplasmen erzeugten Photonspektren mit der Teilchenenergie stark abfallen, sind die zu erwartenden Reaktionsraten noch viel zu gering, als dass eine industrielle Nutzung in erreichbarer Nähe scheint.

## 9 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Wenig-Kanal-Spektrometer zu Messung von (ultrakurz gepulster) Elektronen- und/oder Photonenstrahlung entwickelt. Der Energiebereich, in dem die Strahlung energieaufgelöst nachgewiesen werden kann, liegt für Elektronen im Bereich von 0,5 MeV bis mindestens 20 MeV und für Photonen im Bereich von 10 keV bis ca. 20 MeV. In gemischten Strahlungsfeldern kann dieser Bereich insbesondere für die nicht dominierende Strahlungsart deutlich kleiner sein. Neben der Detektion von Elektronen- und Photonenstrahlung verfügt das Spektrometer über einen Indikator zum Nachweis von schweren, geladenen Teilchen (z.B. Protonen oberhalb von 1 MeV Teilchenenergie und Ionen). Damit ist dieses Messgerät das einzige weltweit, mit welchem gleichzeitig energie- und winkelaufgelöst Elektronen- und Photonenstrahlung gemessen werden kann. Die Entwicklung des Messgerätes basiert auf einem bereits vor dieser Arbeit existenten Wenig-Kanal-Spektrometer für Photonenstrahlung.

Das Spektrometer besteht im Wesentlichen aus einer linearen Anordnung von 30 Absorbern. Hinter jedem dieser Absorber erfolgt eine Strahlungsmessung (Dosismessung) mittels Thermolumineszenz-Detektoren (TLD). Die wesentliche Idee zur Teilchen- und Energiediskriminierung ist, dass das Eindringvermögen der Strahlung von der Teilchenart und -energie abhängig ist. Dadurch ist es möglich, aus den gemessenen Dosiswerten Rückschlüsse auf die einfallende Strahlung zu ziehen. Zur quantitativen Datenauswertung ist die genaue Kenntnis des Eindringvermögens und der Dosiserzeugung (Ansprechvermögen) in den unterschiedlichen TLD-Ebenen für Strahlung unterschiedlicher Art und Energie notwendig.

Somit war ein wichtiger Bestandteil der Arbeit die Bestimmung des Ansprechvermögens jeder der 30 TLD-Ebenen für Elektronen- und Photonenstrahlung. Dieses wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen zur Simulation des Strahlungstransportes von Elektronen und Photonen im Spektrometer mit dem Programmpaket EGS4 durchgeführt. Die Richtigkeit der Rechnungen wurde experimentell nachgewiesen. Die korrekte Bestimmung des Ansprechvermögens ist die erste Grundlage zur Durchführung der Datenauswertung: die Bestimmung von spektralen Teilchenfluenzen (Spektren) aus der gemessenen Dosisverteilung im Spektrometer. Diese Auswertung der Daten, Entfaltung, erfolgte mit einem für diese Zwecke erstmalig eingesetzten Computer-Algorithmus zur Parameteroptimierung, welcher auf der bayesschen Wahrscheinlichkeitstheorie basiert. Der Algorithmus ist in dem frei erhältlichen Programm WinBUGS verfügbar. Er erfordert Vorinformationen über die zu messenden Spektren. Diese Voraussetzung ist bei der Messung von laserinduzierter Strahlung gegeben: Die Elektronenspektren sind in der

Energie maxwell-verteilt, die Photonenspektren folgen einem exponentiellen Abfall mit der Teilchenenergie. Insbesondere die erste Annahme konnte im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der gemessenen Daten bestätigt werden.

Eine Unsicherheitsanalyse der Teilchenspektren ergab, dass der Hauptbeitrag zur Unsicherheit der Spektren in einigen Energiebereichen (kleiner 0,5 MeV bei Elektronenstrahlung und oberhalb 2 MeV bei Photonenstrahlung) durch die Form der Ansprechmatrizen bedingt ist. Diese kann ohne weiteres nicht verändert werden, da sie im wesentlichen durch die Wechselwirkungsmechanismen der ionisierenden Strahlung mit Materie festgelegt ist. Eine weitere Quelle der Unsicherheit der Spektren ist die Unsicherheit der gemessenen Dosiswerte. Diese sollte in der Zukunft insbesondere im Bereich großer Dosiswerte (oberhalb ca. 5 Gy) verringert werden, da sie hier bis zu einem Faktor 3 beträgt.

Die durchgeführten Messungen an laserinduzierten Plasmen wurden bei schrägem Einfall des Laserlichtes auf Festkörpertargets durchgeführt. Die Art der Datenauswertung liefert direkt die heiße Elektronentemperatur der emittierten Elektronen. Sie bewegt sich im Bereich von ca. 0,4 MeV bis 1,7 MeV und folgt somit einem bekannten Gesetz, wonach diese Temperatur mit der Intensität des einfallenden Laserpulses skaliert (hier  $(0,5-1,5) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ). Ein wesentliches Ergebnis ist, dass die Strahlungsemission insbesondere für Elektronen mit relativistischen Energien (kinetische Elektronenenergie  $\gg$  Ruhenergie des Elektrons) hochgradig anisotrop ist: Es ergibt sich eine maximale Emission in dem Winkelbereich zwischen der Vorwärtsrichtung des Laserstrahles bis zur Richtung optischer Reflexion des Laserstrahles. Bei dem verwendeten Einfallswinkel des Laserstrahles von  $45^\circ$  überstreicht der beschriebene Bereich  $90^\circ$  um die Richtung parallel zur Oberfläche des verwendeten Festkörpertargets. Darüber hinaus wurde festgestellt, dass die Photonenemission in der Richtungsverteilung mit der Elektronenemission korreliert ist. Weiterhin wurden die Konversionseffizienzen von eingestrahelter Laserlicht-Energie zu emittierter Elektronen- und Photonenenergie in Abhängigkeit vom Targetmaterial, auf das der Laserstrahl gerichtet wird, bestimmt. Das Wenig-Kanal-Spektrometer hat sich somit als sehr hilfreiches Werkzeug zur Charakterisierung der Strahlungsemission lasererzeugter Plasmen erwiesen. Es kann in der Zukunft für weitere Messungen verwendet werden, um die Charakteristika in Abhängigkeit anderer Parameter wie der eingebrachten Laserenergie und -intensität, der Vorpulsparameter (Intensität und zeitlicher Abstand zum Laserhauptpuls) und anderen detailliert zu studieren.

Als eine Anwendung der Photonenstrahlung konnte erstmalig mit einem table-top Lasersystem induzierte Photo-Kernspaltung nachgewiesen werden.

## 10 Literaturverzeichnis

- [Ami98] Amiranoff, F. ; Baton, S. ; Bernard, D. ; Cros, B. ; Descamps, D. ; Dorchie, F. ; Jacquet, F. ; Malka, V. ; Marquès, J. R. ; Matthieussent, G. ; Miné, P. ; Modena, A. ; Mora, P. ; Morillo, J. ; Najmudin, Z.: *Observation of Laser Wakefield Acceleration of Electrons*, Physical Review Letters, Vol. 81, No. 5, 995-998 (1998)
- [Ank99] Ankerhold, U. ; Behrens, R. ; Ambrosi, P.: *X-ray spectrometry of low energy photons for determining conversion coefficients from air kerma,  $K_a$ , to personal dose equivalent,  $H_p(10)$ , for radiation qualities of the ISO narrow spectrum series*, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 81, No. 4, 247-258 (1999)
- [Attw99] Attwood, D.: *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University Press (1999)
- [Augst90] Augst, S. ; Meyerhofer, D. D. ; Strickland, D. ; Chin, S. L.: *Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression*, Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics, Vol. 8, 858-867 (1991)
- [Bast97] Bastiani, S. ; Rousse, A. ; Geindre, J.-P. ; Audebert, P. ; Quoix, C. ; Hamoniaux, G. ; Antonetti, A. ; Gauthier, J.C.: *Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths*, Physical Review E, Vol. 56, No. 6, 7179-7185 (1997)
- [Bast99] Bastiani, S. ; Audebert, P. ; Geindre, J.-P. ; Schlegel, T. ; Gauthier, J.-C.: *Hot-electron distribution functions in a subpicosecond laser interaction with solid targets of varying initial gradient scale lengths*, Physical Review E, Vol. 60, No. 3, 3439-3442 (1999)
- [Beg97] Beg, F.N. ; Bell, A.R. ; Dangor, A.E. ; Danson, C.N. ; Fews, A.P. ; Glinsky, M.E. ; Hammel, B.A. ; Lee, P. ; Norreys, P.A. ; Tatarakis, M.: *A study of picosecond laser-solid interactions up to  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>*, Phys. Plasmas, Vol. 4, No. 2, 447-457 (1997)
- [Behr02] Behrens, R. ; Ambrosi, P.: *A TLD-based few-channel spectrometer for mixed photon, electron, and ion fields with high fluence rates*. Radiation Protection Dosimetry, Vol. 104, No. 1-4, 73-76 (2002)
- [Behr03] Behrens, R. ; Schwoerer, H. ; Düsterer, S. ; Ambrosi, P. ; Pretzler, G. ; Karsch, S. ; Sauerbrey, R.: *A thermoluminescence detector-based few-channel spectrometer for simultaneous detection of electrons and photons from relativistic laser-produced plasmas*. Review of Scientific Instruments, Vol. 74, No. 2, 961-968 (2003)
- [Bezz80] Bezzerrides, B. ; Gitomer, S. J. ; Forslund, D. W.: *Randomness, Maxwellian Distributions, and Resonance Absorption*, Physical Review Letters, Vol. 44, No. 10, 651-654 (1980)
- [Biela87] Bielajew, A. and Rogers, D. W. O.: *PRESTA: The Parameter Reduced Electron-Step Transport Algorithm for Electron Monte Carlo Transport*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B18, 165-181 (1987)

- [Bram63] Bramblett, R. L. ; Caldwell, J. T. ; Auchampaugh, G. F. ; Fultz, S. C.: *Photoneutron Cross Sections of Ta<sup>181</sup> and Ho<sup>165</sup>*, Physical Review, Vol. 129, No. 6, 2723-2729 (1963)
- [Brett90] Bretthorst, G. L.: *An introduction to parameter estimation using Bayesian probability theory*, in Maximum Entropy and Bayesian Methods, Dartmouth (1989), 53-79, P. F. Fougère (ed.) Kluwer Academic Publishers, The Netherlands (1990)
- [Brunel87] Brunel, F.: *Not-so-resonant, resonant absorption*, Physical Review Letters, Vol. 59, No. 1, 52–55 (1987)
- [Büe99] Büermann, L. ; Guldbacke, S. ; Kramer, H.-M.: *Calibration of personal and area dosimeters in high-energy photon fields*, PTB-Bericht PTB-Dos-32 (1999)
- [Chen93] Chen, H. ; Soom, B. ; Yaakobi, B. ; Uchida, S. ; Meyerhofer, D.D.: *Hot-electron characterization from K alpha measurements in high-contrast, p-polarized, picosecond laser-plasma interactions*, Physical Review Letters, Vol. 70, No. 22, 3431-3434 (1993)
- [Chris74] Christiansen, J. P. ; Ashby, D. E. ; Roberts, K. V.: *MEDUSA – a one-dimensional laser fusion code*, Computer Physics Comm., Vol. 7, 271 (1974)
- [DIN1333]1 Deutsches Institut für Normung e.V.: *Zahlenangaben*, DIN 1333: 1992-02
- [DIN6814-3] Deutsches Institut für Normung e.V.: *Begriffe in der radiologischen Technik, Teil 3: Dosisgrößen und Dosiseinheiten*, DIN 6814-3: 2001-01
- [DIN6818-1] Deutsches Institut für Normung e.V.: *Strahlenschutzdosimeter; Allgemeine Regeln*, DIN 6818-1: 1992-4
- [Edw02] Edwards, R. D. ; Sinclair, M. A. ; Goldsack, T. J. ; Krushelnick, K. ; Beg, F. N. ; Clark, E. L. ; Dangor, A. E. ; Najmudin, Z. ; Tatarakis, M. ; Walton, B. ; Zepf, M. ; Ledingham, K. W. D. ; Spencer, I. ; Norreys, P. A. ; Clarke, R. J. ; Kodama, R. ; Toyama, Y. ; Tampo, M.: *Characterization of a gamma-ray source based on a laser-plasma accelerator with applications to radiography*, Applied Physics Letters, Vol. 80, No. 12, 2129-2131 (2002)
- [Eidm00] Eidmann, K. ; Meyer-ter-Vehn, J. ; Schlegel, T. ; Hüller, S.: *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*, Physical Review E, Vol. 62, No. 1, 1202-1214 (2000)
- [Esta78] Estabrook, K. ; Kruer, W. L.: *Properties of Resonantly Heated Electron Distributions*, Physical Review Letters, Vol. 40, No. 1, 42-45 (1978)
- [Ewald02] Ewald, F. ; Schwoerer, H. ; Sauerbrey, R.: *K<sub>α</sub>-radiation from relativistic laser-produced plasmas*, Europhysics Letters, Vol. 60, No. 5, 710-716 (2002)
- [Fadd90] Faddegon, B. A. ; Ross, C. K. ; Rogers, D. W. O.: *Forward-directed bremsstrahlung of 10- to 30-MeV electrons incident on thick targets of Al and Pb*, Medical Physics, Vol. 17, No. 5, 773-785 (1990)

- [Fadd91] Faddegon, B. A. ; Ross, C. K. ; Rogers, D. W. O.: *Angular distribution of bremsstrahlung from 15-MeV electrons incident on thick targets of Be, Al, and Pb*, Medical Physics, Vol. 18, No. 4, 727-739 (1991)
- [Feu97] Feurer, T. ; Theobald, W. ; Sauerbrey, R. ; Uschmann, I. ; Altenbernd, D. ; Teubner, U. ; Gibbon, P. ; Förster, E. ; Malka, G. ; Miquel, J.L.: *Onset of diffuse reflectivity and fast electron flux inhibition in 528-nm-laser–solid interactions at ultrahigh intensity*, Physical Review E, Vol. 56, No. 4, 4608-4614 (1997)
- [For77] Forslund, D. W. ; Kindel, J. M. ; Lee, K.: *Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity*, Physical Review Letters, Vol. 39, No. 5, 284-288 (1977)
- [Four01] Fourkal, E. ; Bychenkov, V. Y. ; Rozmus, W. ; Sydora, R. ; Kirkby, C. ; Capjack, C. E. ; Glenzer, S. H. ; Baldis, H. A.: *Electron distribution function in laser heated plasmas*, Physics of Plasmas, Vol. 8, No. 2, 550-556 (2001)
- [Gahn99] Gahn, C. ; Tsakiris, G. D. ; Pukhov, A. ; Meyer-ter-Vehn, J. ; Pretzler, G. ; Thirolf, P. ; Habs, D. ; Witte, K. J.: *Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels*, Physical Review Letters, Vol. 83, No. 23, 4772-4775 (1999)
- [Gahn02] Gahn, C. ; Tsakiris, G. D. ; Pretzler, G. ; Witte, K. J. ; Thirolf, P. ; Habs, D. ; Delfin, C. ; Wahlström, C.-G.: *Generation of MeV electrons and positrons with femtosecond pulses from a table-top laser system*, Physics of Plasmas, Vol. 9, No. 3, 987-999 (2002)
- [Gibb92] Gibbon, P. ; Bell, A.R.: *Collisionless absorption in sharp-edged plasmas*, Physical Review Letters, Vol. 68, No. 10, 1535–1538 (1992)
- [Gibb02] Gibbon, P.: private Mitteilung, Forschungszentrum Jülich GmbH, ZAM (2002)
- [Gilks96] Gilks, W. R. (ed.): *Markov Chain Monte Carlo in Practice*, Published by Chapman & Hall (1996)
- [Gold72] Goldstein, N.: *Dose-Rate Dependence of Lithium Fluoride for Exposures above 15.000 R Per Pulse*, Health Physics, Vol. 22, 90-91 (1972)
- [Gor73] Gorbics, S. G. ; Attix, F. H. ; Kerris, K.: *Thermoluminescent dosimeters for high-dose applications*, Health Physics, Vol. 25, 499-506 (1973)
- [Grad81] Gradstein, I. S. ; Ryshik, I. M.: *Tafeln, Band 1*, Verlag Harri Deutsch, (1981)
- [Guerra91] Del Guerra, A. ; Nelson, W. R. and Russo, P.: *A simple method to introduce K-edge sampling for compounds in the code EGS4 for X-ray element analysis*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A306, 378-385 (1991)

- [Ham79] Hammer, J. W. ; Fischer, B. ; Hollick, H. ; Trautvetter, H. P. ; Kettner, K. U. ; Rolfs, C. ; Wiescher, M.: *Beam Properties of the 4 MV Dynamitron Accelerator at Stuttgart*, Nuclear Instruments and Methods, Vol. 161, 189-198 (1979)
- [Hatch00] Hatchett, S. P. ; Brown, C. G. ; Cowan, T. E. ; Henry, E. A. ; Johnson, J. S. ; Key, M. H. ; Koch, J. A. ; Langdon, A. B. ; Lasinski, B. F. ; Lee, R. W. ; Mackinnon, A. J. ; Pennington, D. M. ; Perry, M. D. ; Phillips, T. W. ; Roth, M. ; Sangster, T. C. ; Singh, M. S. ; Snavely, R. A. ; Stoyer, M. A. ; Wilks, S. C. ; Yasuike, K.: *Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets*, Physics of Plasmas, Vol. 7, No. 5, 2076–2082 (2000)
- [Helm01] Helmstädter, K.: private Mitteilung, PTB Braunschweig, FL 6.31 (2001)
- [Hiray96] Hirayama, H. ; Namito, Y. and Ban, S.: *Implementation of an L-Shell Photoelectron and an L X-ray for Elements into the EGS4 Code*, Report KEK Internal 96-10, National Laboratory for High Energy Physics, Japan (1996)
- [Hor80] Horowitz, Y. S. (ed.): *Thermoluminescence and thermoluminescent dosimetry*, Vol. 1, 91ff, CRC Press (1984)
- [Huba94] Huba, J. D.: *NRL Plasma Formulary*, Naval research laboratory, Washington (1994)
- [IAEA01] Schenkel, R. ; Magill, J. ; Glatz, J.-P. ; Mayer, K.: *Partitioning and transmutation – technical feasibility, proliferation resistance, and safeguardability*, IAEA-SM-367/15/03 (2001)
- [ICRU37] International Commission on Radiation Units and Measurements: *Stopping powers for electrons and positrons*, ICRU Report 37, (1984)
- [ICRU56] International Commission on Radiation Units and Measurements: *Dosimetry of External Beta Rays for Radiation Protection*, ICRU Report 56 (1997)
- [ICRU57] International Commission on Radiation Units and Measurements: *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection Against External Radiation*, ICRU Report 57, (1998)
- [ISO4037-1] International Organization for Standardization: *X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 1: Radiation characteristics and production methods*, ISO 4037-1 (1996)
- [ISO4037-2] International Organization for Standardization: *X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 2: Dosimetry for radiation protection over the energy ranges from 8 keV to 1,3 MeV and 4 MeV to 9 MeV*, ISO 4037-2 (1997)

- [ISO6980] International Organization for Standardization: *Reference beta radiations for calibrating dosimeters and dose-rate meters and for determining their response as a function of beta-radiation energy*, ISO 6980 (1996)
- [Jakob61] Jakobson, M. J.: *Photodisintegration of  $^9\text{Be}$  from Threshold to 5 MeV*, Physical Review, Vol. 123, No. 1, 229-230 (1961)
- [Jütt11] Jüttner, F.: *Annalen der Physik, Das Maxwellsche Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung in der Relativtheorie*, Vol. 34, No. 5, 856-882 (1911)
- [Key98] Key, M. H. ; Cable, M. D. ; Cowan, T. E. ; Estabrook, K. G. ; Hammel, B. A. ; Hatchett, S. P. ; Henry, E. A. ; Hinkel, D. E. ; Kilkenny, J. D. ; Koch, J. A. ; Kruer, W. L. ; Langdon, A. B. ; Lasinski, B. F. ; Lee, R. W. ; MacGowan, B. J. ; MaxKinnon, A. ; Moody, J. D. ; Moran, M. J. ; Offenberger, A. A. ; Pennington, D. M. ; Perry, M. D. ; Phillips, T. J. ; Sangster, T. C. ; Singh, M. S. ; Stoyer, M. A. ; Tabak, M. ; Tietbohl, G. L. ; Tsukamoto, M. ; Wharton, K. ; Wilks, S. C.: *Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research*, Physics of Plasmas, Vol. 5, No. 5, 1966-1972 (1998)
- [Kittel61] Kittel, C.: *Elementary Statistical Physics*, New York, Wiley (1961)
- [Kme92] Kmetec, J. D. ; Gordon, C. L. ; Macklin, J. J. ; Lemoff, B. E. ; Brown, G. S. ; Harris, S. E.: *MeV X-Ray Generation with a Femtosecond Laser*, Physical Review Letters, Vol. 68, No. 10, 1527-1530 (1992)
- [Kühlke87] Kühlke, D. ; Herpers, U. ; Von der Linde, D.: *Soft x-ray emission from subpicosecond laser-produced plasmas*, Applied Physical Letters, Vol. 50, 1785 (1987)
- [Lang80] Langdon, A. B.: *Nonlinear Inverse Bremsstrahlung and Heated-Electron Distributions*, Physical Review Letters, Vol. 44, No. 9, 575-579 (1980)
- [Li01] Li, Y. T. ; Zhang, J. ; Chen, L. M. ; Mu, Y. F. ; Liang, T. J. ; Wei, Z. Y. ; Dong, Q. L. ; Chen, Z. L. ; Teng, H. ; Chun-Yu, S. T. ; Jiang, W. M. ; Zheng, Z. J. ; Tang, X. W.: *Hot electrons in the interaction of femtosecond laser pulses with foil targets at a moderate laser intensity*, Physical Review E, Vol. 64, 046407-1 - 046407-6 (2001)
- [Luszik96] Luszik-Bhadra, M. ; d'Errico, F. ; Lusini, L. ; Wiegel, B.: *Microdosimetric investigation in a proton therapy beam with sequentially etched CR-39 track detectors*, Radiation Protection Dosimetry, Vol. 66, No. 1-4, 353-358 (1996)
- [Malka96] Malka, G. and Miquel, J. L.: *Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target*, Physical Review Letters, Vol. 77, 75-78 (1996)
- [Mar97] Markey, B. G. ; Bøtter-Jensen, L. ; Duller, G. A. T.: *A new flexible system for measuring thermally and optically stimulated luminescence*, Radiation Measurements, Vol. 27, 83-89 (1997)



- [Matte88] Matte, J. P. ; Lamoureux, M. ; Möller, C. ; Yin, R. Y. ; Delettrez, J. ; Virmont, J. ; Johnston, T. W.: *Non-maxwellian electron distributions and continuum x-ray emission in inverse bremsstrahlung heated plasmas*, Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 30, No. 12, 1665-1689 (1988)
- [Mat94] Matzke, M.: *Unfolding of Pulse Height Spectra: The HEPRO Program System*, PTB-Bericht PTB-N-19 (1994)
- [McCall82] McCall, G. H.: *Calculation of x-ray bremsstrahlung and characteristic line emission produced by a Maxwellian electron distribution*, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 15, 823-831 (1982)
- [Mob50] Mobley, R.C., ; Laubenstein, R.A.: *Photo-Neutron Thresholds of Beryllium and Deuterium*, Physical Review, Vol. 80, No. 3, 309-314 (1950)
- [Moor95] Moore, C.I. ; Knauer, J.P. ; Meyerhof, D.D.: *Observation of the Transition from Thomson to Compton Scattering in Multiphoton Interactions with Low-Energy Electrons*, Physical Review Letters, Vol. 74, No. 13, 2439-2442 (1995)
- [Namito95] Namito, Y. ; Ban, S. and Hirayama, H.: *LSCAT: Low-Energy Photon-Scattering Expansion for the EGS4 Code*, Report KEK Internal 95-10, National Laboratory for High Energy Physics, Japan (1995)
- [Nelson85] Nelson, W. R. ; Hirayama, H. and Rogers, D. W. O.: *The EGS4 Code System*, Report SLAC-265, Stanford Linear Accelerator Center (1985), <http://www.slac.stanford.edu/egs/>
- [Neum00] Neumaier, S. ; Arnold, D. ; Böhm, J. ; Funck, E.: *The PTB underground laboratory for dosimetry and spectrometry*, Applied Radiation and Isotopes, Vol. 53, 173-178 (2000)
- [NIST95] Hubbell, J. H. ; Seltzer, S. M.: *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest*, National Institute of Standards and Technology, NISTIR 5632 (1995)
- [Nolte99] Nolte, R. ; Ambrosi, P. ; Behrens, R. ; Rouse, A. ; Schnürer, M.: *A TLD-based few-channel spectrometer for X-ray fields with high fluence rates*. Radiation Protection Dosimetry, Vol. 84, No. 1-4, 367-370 (1999)
- [Norr99] Norreys, P. A. ; Santala, M. ; Clark, E. ; Zepf, M. ; Watts, I. ; Beg, F. N. ; Krushelnick, K. ; Tatarakis, M. ; Dangor, A. E. ; Fang, X. ; Graham, P. ; McCanny, T. ; Singhal, R. P. ; Ledingham, K. W. D. ; Creswell, A. ; Sanderson, D. C. W. ; Magill, J. ; Machacek, A. ; Wark, J. S. ; Allott, R. ; Kennedy, B. ; Neely, D.: *Observation of a highly directional  $\gamma$ -ray beam from ultrashort, ultraintense laser pulse interactions with solids*, Physics of Plasmas, Vol. 6, No. 5, 2150-2156 (1999)
- [Perry94] Perry, M.D., ; Mourou, G.: *Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers*, Science, Vol. 264, 917 (1994)

- [Por93] Porshnev, P. ; Ferrante, G. ; Zarccone, M.: *Electron distribution functions in laser-embedded plasmas*, Physical Review E, Vol. 48, No. 3, 2081-2086 (1993)
- [Pret00] Pretzler, G. ; Schlegel, T. ; Fill, E.: *Hot-electron generation in copper and photopumping of cobalt*, Physical Review E, Vol. 62, No. 4, 5618-5623 (2000)
- [Pukh96] Pukhov, A. ; Meyer-ter-Vehn, J.: *Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma: Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation*, Physical Review Letters, Vol. 76, No. 21, 3975-3978 (1996)
- [Pukh98] Pukhov, A. ; Meyer-ter-Vehn, J.: *Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations*, Physics of Plasmas, Vol. 5, No. 5, 1880-1886 (1998)
- [Pukh99] Pukhov, A. ; Sheng, Z.-M. ; Meyer-ter-Vehn, J.: *Particle acceleration in relativistic laser channels*, Physics of Plasmas, Vol. 6, No. 7, 2847-2454 (1999)
- [Reg99] Reginatto, M. ; Goldhagen, P.: *MAXED, A Computer Code For Maximum Entropy Deconvolution Of Multisphere Neutron Spectrometer Data*, Health Physics, Vol. 77, 579-583 (1999)
- [Reich90] Reich, H. (Hrsg.): *Dosimetrie ionisierender Strahlung*, Stuttgart: Teubner (1990)
- [Rou94] Rouse, A. ; Audebert, P. ; Geindre, J.-P. ; Fallières, F. ; Gauthier, J. C. ; Mysyrowicz, A. ; Grillon, G. ; Antonetti, A.: *Efficient K alpha x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas*, Physical Review E, Vol. 50, No. 3, 2200-2207 (1994)
- [Sal98] Salzmann, D.: *Atomic Physics in Hot Plasma*, Oxford University Press (1998)
- [San00] Santala, M. I. K. ; Zepf, M. ; Watts, I. ; Beg, F. N. ; Clark, E. ; Tatarakis, M. ; Krushelnick, K. ; Dangor, A. E. ; McCanny, T. ; Spencer, I. ; Singhal, R. P. ; Ledingham, K. W. D. ; Wilks, S. C. ; Machacek, A. C. ; Wark, J. S. ; Allott, R. ; Clarke, R. J. ; Norreys, P. A.: *Effect of the Plasma Density Scale Length on the Direction of Fast Electrons in Relativistic Laser-Solid Interactions*, Physical Review Letters, Vol. 84, No. 7, 1459-1462 (2000)
- [San01] Santala, M. I. K. ; Najmudin, Z. ; Clark, E. L. ; Tatarakis, M. ; Krushelnick, K. ; Dangor, A. E. ; Malka, V. ; Faure, J. ; Allott, R. ; Clarke, R. J.: *Observation of a Hot High-Current Electron Beam from a Self-Modulated Laser Wake-field Accelerator*, Physical Review Letters, Vol. 86, No. 7, 1227-1230 (2001)
- [Schl99] Schlegel, T. ; Bastiani, S. ; Grémillet, L. ; Geindre, J.-P. ; Audebert, P. ; Gauthier, J.-C.: *Comparison of measured and calculated x-ray and hot-electron production in short-pulse laser-solid interactions at moderate intensities*, Physical Review E, Vol. 60, No. 2, 2209-2217 (1999)
- [Schnei55] Schneider, S. ; Reich, B.: *X-ray emission from high voltage hydrogen thyratrons*, Proceedings of the IRE, June 1955, 711-715 (1955)

- [Schnü95] Schnürer, M. ; Kalachnikov, M.P. ; Nickles, P.V. ; Schlegel, T. ; Sandner, W. ; Demchenko, N. ; Nolte, R. ; Ambrosi, P.: *Hard x-ray emission from intense short pulse laser plasmas*, Physics Plasmas, Vol. 2, No. 8, 3106-3110 (1995)
- [Schnü97] Schnürer, M. ; Nolte, R. ; Schlegel, T. ; Kalachnikov, M.P. ; Nickles, P.V. ; Ambrosi, P. ; Sandner, W.: *On the distribution of hot electrons produced in short-pulse laser-plasma interaction*, J. Phys. B, Vol. 30, 4653-4661 (1997)
- [Schnü00] Schnürer, M. ; Nolte, R. ; Rouse, A. ; Grillon, G. ; Cheriaux, G. ; Kalachnikov, M.P. ; Nickles, P.V. ; Sandner, W.: *Dosimetric measurements of electron and photon yields from solid targets irradiated with 30 fs pulses from a 14 TW laser*, Physical Review E, Vol. 61, 4394-4401 (2000)
- [Schw01] Schwoerer, H. ; Gibbon, P. ; Düsterer, S. ; Behrens, R. ; Ziener, C. ; Reich, C. ; Sauerbrey, R.: *MeV X Rays and Photoneutrons from Femtosecond Laser-Produced Plasmas*, Physical Review Letters, Vol. 86, No. 11, 2317-2320 (2001)
- [Sen99] Sentoku, Y. ; Ruhl, H. ; Mima, K. ; Kodama, R. ; Tanaka, K. A. ; Kishimoto, Y.: *Plasma jet formation and magnetic-field generation in the intense laser plasma under oblique incidence*, Physics of Plasmas, Vol. 6, No. 7, 2855-2861 (1999)
- [Sheng00] Sheng, Z.-M. ; Sentoku, Y. ; Mima, K. ; Zhang, J. ; Yu, W. ; Meyer-ter-Vehn, J.: *Angular Distributions of Fast Electrons, Ions, and Bremsstrahlung x/γ-Rays in Intense Laser Interaction with Solid Targets*, Physical Review Letters, Vol. 85, No. 25, 5340-5343 (2000)
- [Sim92] Simpkin, D. J. ; Cullom, S. J. ; Mackie, T. R.: *The spatial and energy dependence of bremsstrahlung production about beta point sources in H<sub>2</sub>O*, Medical Physics, Vol. 19, No. 1, 105-114 (1992)
- [Smith93] Smith, A. F. M. ; Roberts, G. O.: *Bayesian Computation via the Gibbs Sampler and Related Markov Chain Monte Carlo Methods*, J. R. Statist. Soc. B, Vol. 55, No. 1, 3-23 (1993)
- [Spieg00] Spiegelhalter, D. ; Thomas, A. ; Best, N.: *WinBUGS Version 1.3 User Manual*, included in the software, that is available at <http://www.mrc-bsu.cam.ac.uk/bugs/welcome.shtml> (2000)
- [Stri85] Strickland, D. ; Mourou, G.: *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Comm., Vol. 56, 219 (1985)
- [Teu96] Teubner, U. ; Uschmann, I. ; Gibbon, P. ; Altenbernd, D. ; Förster, E. ; Feurer, T. ; Theobald, W. ; Sauerbrey, R. ; Hirst, G. ; Key, M. H. ; Lister, J. ; Neely, D.: *Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond uv-laser pulses in solid targets*, Physical Review E, Vol. 54, No. 4, 4167-4177 (1996)

- [Ury95] Uryupin, S. A. ; Kato, S. ; Mima, K.: *Self-similar electron distribution, inverse bremsstrahlung, and heat flux inhibition in high-Z nonuniform plasmas*, Phys. Plasmas, Vol. 2, No. 8, 3100-3105 (1995)
- [Usch99] Uschmann, I. ; Gibbon, P. ; Klöpfel, P. ; Feurer, T. ; Förster, E. ; Audebert, P. ; Geindre, J.-P. ; Gauthier, J.-C. ; Rousse, A. ; Rischel, C.: *X-ray emission produced by hot electrons from fs-laser produced plasma – diagnostics and application*, Laser and Part. Beams, Vol. 17, 671-679 (1999)
- [Wang00] Wang, X. ; Krishnan, M. ; Saleh, N. ; Wang, H. ; Umstadter, D.: *Electron Acceleration and the Propagation of Ultrashort High-Intensity Laser Pulses in Plasmas*, Physical Review Letters, Vol. 84, No. 23, 5324-5327 (2000)
- [Whar98] Wharton, K. B. ; Hatchett, S. P. ; Wilks, S. C. ; Key, M. H. ; Moody, J. D. ; Yanovsky, V. ; Offenberger, A. A. ; Hammel, B. A. ; Perry, M. D. ; Joshi, C.: *Experimental Measurement of Hot Electrons Generated by Ultraintense ( $>10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>) Laser-Plasma Interactions on Solid-Density Targets*, Physical Review Letters, Vol. 81, No. 4, 822-825 (1998)
- [Wiegel94] Wiegel, B. ; Alevra, A. V. ; Siebert, B. R. L.: *Calculations of the Response Functions of Bonner Spheres with a Spherical <sup>3</sup>He Proportional Counter Using a Realistic Detector Model*, PTB-Bericht PTB-N-21 (1994)
- [Wilks92] Wilks, S. C. ; Kruer, W. L. ; Tabak, M ; Langdon, A. B.: *Absorption of Ultra Intense Laser Pulses*, Physical Review Letters, Vol. 69, No. 11, 1383-1386 (1992)
- [Yu99] Yu, J. ; Jiang, Z. ; Kieffer, J.C. ; Krol, A.: *Hard x-ray emission in high-intensity femtosecond laser-target interactions*, Physics Plasmas, Vol. 6, 1318-1322 (1999)
- [Zhang98] Zhang, P. ; He, J. T. ; Chen, D. B. ; Li, Z. H. ; Zhang, Y. ; Bian, J. G. ; Wang, L. ; Li, Z. L. ; Feng, B. H. ; Zhang, X. L. ; Zhang, D. X. ; Tang, X. W. ; Zhang, J.: *Effects of a prepulse on  $\gamma$ -ray radiation produced by a femtosecond laser with only 5-mJ energy*, Physical Review E, Vol. 57, No. 4, R3746- R3748 (1998)

## Anhang I Dosismessung mit TLDs

### I.1 Absolut-Kalibrierung der TLDs

Die Kalibrierung der TL-Detektoren bezüglich der Messgröße Energiedosis in LiF  $D_{\text{LiF}}$  geschieht in dem Referenzstrahlungsfeld einer radioaktiven Quelle des Nuklids  $^{137}\text{Cs}$ . Dieses Radionuklid emittiert praktisch monoenergetische Photonenstrahlung der Energie 662 keV. Das Strahlungsfeld ist bezüglich der Messgröße Luftkerma  $K_a$  rückführbar auf das entsprechende Primärnormal kalibriert. Die Luftkerma, engl. KERMA: Kinetic Energy Released per unit MAAss, ist definiert durch den Differenzialquotienten aus der kinetischen Anfangsenergie der Sekundärteilchen  $d_e$ , die in einem Volumenelement erzeugt wird, und der Masse des Volumenelementes  $dm$  [DIN6814-3]. Daraus ergibt sich in sehr guter Näherung der Wert der Energiedosis in LiF unter Sekundärelektronengleichgewicht<sup>7</sup> aus folgender Gleichung [Reich90]:

$$D_{\text{LiF}} = \frac{(\mu_{\text{en}} / \rho)_{\text{LiF}}}{(\mu_{\text{en}} / \rho)_{\text{Luft}}} \cdot K_a \quad (1.1)$$

mit den Massen-Energieübertragungskoeffizienten  $(\mu_{\text{en}}/\rho)$  für LiF und Luft. Der Wert des Quotienten  $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{LiF}} / (\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{Luft}}$  beträgt für  $^{137}\text{Cs}$ -Strahlung 0,9265 [NIST95]. Es ergibt sich der so genannte System-Kalibrierfaktor für die Anzeige des TLD-Auswertegerätes zu

$$N^{\text{Cs}} = D_{\text{LiF}}^{\text{Cs}} / M^{\text{Cs}} \quad (1.2)$$

wobei  $M^{\text{Cs}}$  die Anzeige von TLDs ist, die mit der Dosis  $D_{\text{LiF}}^{\text{Cs}}$  mit  $^{137}\text{Cs}$ -Strahlung bestrahlt wurden (üblicherweise ca. 10 mGy). Die Anzeige entspricht dabei der Fläche unter der Glowkurve, siehe Abbildung 4-2. Die Dosiswerte (für beliebige Strahlung) für die Energiedosis in LiF in den 30 TLD-Ebenen  $i$  ergeben sich dann gemäß

$$D_i = M_i \cdot N^{\text{Cs}} \quad (1.3)$$

mit  $M_i$ , der Anzeige (Fläche unter der Glowkurve) der TLDs in der TLD-Ebene  $i$ .

Dies ist die einzige Kalibrierung der TLDs, die zur Anwendung kommt. Sie ist unabdingbar, da die TL-Messtechnik an sich keine absolut messende Methode ist. Darüber hinaus werden keine weiteren Normierungsfaktoren angewendet. Es werden lediglich Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung einiger Effekte benutzt (siehe Abschnitte I.2 ff.).

---

<sup>7</sup> Sekundärelektronen sind Elektronen, die durch die ionisierende Wirkung der (primären) Photonen erzeugt werden. Sekundärelektronengleichgewicht bedeutet, dass die Energie der Elektronen, die in ein Volumenelement am interessierenden Punkt eindringen und absorbiert werden, gleich derer ist, die in diesem Volumenelement produziert werden und wieder austreten.

## I.2 Individuelle Kalibrierfaktoren

Produktionsbedingt ist das Ansprechvermögen von TLDs (Anzeige pro bestrahlter Dosismenge) von Exemplar zu Exemplar etwas unterschiedlich; die Variation beträgt ca.  $\pm 10\%$ . Zur Eliminierung dieses Effekts werden alle TLDs zusätzlich zur oben genannten Absolut-Kalibrierung auch individuell kalibriert: Dazu werden je 100 TLDs mit derselben Dosis bestrahlt und anschließend ausgewertet. Die individuellen Kalibrierfaktoren  $k_i^{\text{ind}}$  ergeben sich aus den Einzelanzeigen  $M_i$  der 100 TLDs gemäß

$$k_i^{\text{ind}} = \frac{1/M_i}{\frac{1}{100} \sum_{i=1}^{100} 1/M_i} \quad (I.4)$$

Die Bestimmung der Faktoren gemäß Gleichung (I.4) stellt sicher, dass der Mittelwert der betrachteten Faktoren gleich 1,0 ist. Zur Wahrung der Verhältnisse innerhalb jeder 100-ter Gruppe ist es notwendig, die TLDs in der thermischen Behandlung (siehe Abschnitt 4.1) stets als ganze Gruppe gleich zu behandeln.

Zur Messung von unbekanntem Dosiswerten wird der System-Kalibrierfaktor  $N^{\text{Cs}}$  für jede 100-ter Teilmenge getrennt gemäß Gleichung (I.2) mittels einiger der 100 TLDs bestimmt. Die restlichen TLDs können zur Messung der unbekanntem Dosiswerte verwendet werden. Über die individuellen Kalibrierfaktoren  $k_i^{\text{ind}}$  ist deren relativer Bezug zum System-Kalibrierfaktor bekannt.

## I.3 Dosismessung bis 0,1 Gy

Es ergibt sich aus Gleichung (I.3) die Dosis zu

$$D_i = M_i \cdot N^{\text{Cs}} \cdot k_i^{\text{ind}} \quad (I.5)$$

Durch die Anwendung der  $k_i^{\text{ind}}$  wird im mittleren Dosisbereich (0,001 Gy bis 0,1 Gy) eine Standard-Messunsicherheit der Dosismessung von ca. 3% erreicht.

Bei großen Dosiswerten (oberhalb 0,1 Gy) emittiert ein TLD so viel Licht, dass der zur Lichtmessung verwendete Photomultiplier Sättigungseffekte zeigt. Die Glowkurve verläuft im Bereich maximaler Lichtemission flacher als bei einer typischen Glowkurve, wie sie in Abbildung 4-2 gezeigt ist. In den vorderen TLD-Ebenen des Wenig-Kanal-Spektrometers treten jedoch Dosiswerte bis zu 100 Gy auf. Erst dadurch ist sichergestellt, dass in den hinteren TLD-Ebenen messbare Dosiswerte erzeugt werden. Somit musste das in Abschnitt 4.1 beschriebene Verfahren zur Bestimmung der emittierten Lichtmenge erweitert werden. Das geschieht für den Dosisbereich von 0,1 Gy bis 5 Gy und den Bereich oberhalb 5 Gy auf unterschiedliche Art und Weise.

## I.4 Dosiswerte von 0,1 Gy bis 5 Gy

In diesem Dosisbereich wird die Fläche der gemessenen Glowkurve  $M_i$  und ein Korrektionsfaktors für Nichtlinearität  $k^{n\text{-lin}}$  verwendet, um die Dosis zu bestimmen. Er wird auf der rechten Seite der Gleichung (I.5) angewendet. Der Faktor ist für das verwendete Auswertegerät (siehe Abschnitt 7.2.1) bei Anzeigen  $M_i$ , die größer als  $10^6$  (~ ca. 0,01 Gy) sind, gegeben durch

$$k^{n\text{-lin}} = \frac{0,9985}{1 - 1,5037 \cdot 10^{-9} \cdot M_i - 8,3482 \cdot 10^{-18} \cdot (M_i)^2} \quad (\text{I.6})$$

und wurde empirisch bestimmt. Erst ab Dosiswerten oberhalb 0,1 Gy nimmt  $k^{n\text{-lin}}$  Werte an, die signifikant von 1,0 verschieden sind (z.B. 1,03 bei 0,1 Gy).

Auf diese Weise kann die Dosis bis ca. 5 Gy mit einer Unsicherheit von ca. 10% bis 50% bestimmt werden (mit steigender Dosis steigt die Unsicherheit).

## I.5 Dosiswerte oberhalb 5 Gy

Für den Dosisbereich oberhalb 5 Gy kamen zwei unterschiedliche Verfahren zur Anwendung, beide wurden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Bei den ersten Messungen kam das Verfahren 1 zur Anwendung, bei späteren Messungen das Verfahren 2.

### I.5.1 Verfahren 1 zur Bestimmung von hohen Dosiswerten:

Im Idealfall ist die Form der Glowkurven unabhängig von ihrer Höhe, das bedeutet unabhängig von der bestrahlten Dosis. Diese Tatsache kann ausgenutzt werden, indem lediglich der vorderste Anstieg der Glowkurve, in dem der Photomultiplier noch nicht in Sättigung gerät, zur Auswertung verwendet wird. Dazu wurde der Verlauf der Kurve im Bereich niedriger Temperaturen (100°C bis 140°C) durch die folgende Funktion beschrieben:

$$I^{\text{PMT}} = \exp\{-6,23 \cdot 10^{-6} \cdot T^3 + 2,55 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 - 0,302 \cdot T + 12,66\} \quad (\text{I.7})$$

mit  $I^{\text{PMT}}$ , der mit dem Photomultiplier gemessenen Lichtintensität und

$T$  in °C aus (100°C .. 140°C), der Temperatur am Heizelement zur Erwärmung des TLD.

Die Gleichung (I.7) wurde durch einen Fit an die Glowkurve eines TLDs, der mit ca. 10 Gy bestrahlt wurde, bestimmt. Jede der gemessenen Glowkurven wird an diesen Verlauf höhennormiert. Ist der Normierungsfaktor größer als 0,5 und weicht die gefittete Kurve nicht übermäßig von der Sollkurve ab, so wird dieser Normierungsfaktor mittels eines geeigneten System-Kalibrierfaktors zur Dosisberechnung verwendet. Auf diese Weise lässt sich die Dosis jedoch lediglich auf einen Faktor 3 genau bestimmen. Die Ursache liegt darin, dass die Glowkurven nicht stets an derselben Stelle über der

Temperatur verlaufen. Dadurch wird ein etwas anderer Bereich der Glowkurve mit dem „Normverlauf“ aus Gleichung (I.7) verglichen, die Dosis wird nicht korrekt bestimmt. Die unterschiedliche Lage über der Temperatur rührt daher, dass der Temperaturkontakt von der Heizung zu den TLDs nicht immer gleichmäßig ist. Dadurch findet die Erwärmung der TLDs zu etwas unterschiedlichen Zeiten statt. Die Temperaturmessung erfolgt jedoch nicht am TLD sondern an der Heizung. Somit kommt die zu beobachtende Verschiebung der Glowkurven zustande. Bei Kurven, die ohne Photomultiplier-Sättigung gemessen sind, hat dieser Effekt keine Auswirkung. Hier wird zur Bestimmung des zu verwendenden Bereiches die Lage des Maximums der Kurve bestimmt, um dann in einem Bereich mit fest gewählter Breite um dieses Maximum herum die Fläche der Glowkurve zu verwenden. Auf Grund der großen Unsicherheit bei dem dargelegten Verfahren zur Messung von hohen Dosiswerten wurde nach einer Alternative gesucht. Diese wird im Folgenden dargestellt.

### **I.5.2 Verfahren 2 zur Bestimmung von hohen Dosiswerten:**

Eine vollständige Glowkurve besitzt weit mehr als nur einen so genannten Glowpeak, wie er in Abbildung 4-2 zu sehen ist. Wird die Temperaturerhöhung oberhalb von 320°C fortgeführt, so erscheinen weitere so genannte Hoch-Temperatur-Peaks[Hor80], welche in der Intensität weitaus geringer sind als der gezeigte Hauptpeak sind. Bei einer einfachen Auswertung gerät der Photomultiplier jedoch auch noch bei Temperaturen oberhalb 320°C in Sättigung. Aus diesem Grunde wurde eine spezielle Prozedur entwickelt, die es erlaubt, Dosiswerte bis weit oberhalb von 100 Gy auszuwerten:

1. Übliche Auswertung bis 320°C, bei der der Photomultiplier gegebenenfalls in Sättigung geht. Nach Abkühlung des TLD eine weitere
2. Auswertung bis 400°C. Geht der Photomultiplier auch hier in Sättigung, so erfolgt nach erneuter Abkühlung eine erneute
3. Auswertung, ebenfalls bis 400°C.

Diese Prozedur erlaubt es, im ersten Schritt alle TLDs gleichartig zu behandeln. Im zweiten Schritt können dann gezielt die TLDs ausgewertet werden, bei denen durch die Sättigung des Photomultipliers eine hohe Dosis zu erkennen ist. Diese wurden alle bis zum dritten Schritt ausgewertet. Das Lichtsignal vom Photomultiplier besteht dann nur noch aus einem leichten Anstieg bis zur Maximaltemperatur von 400°C. Das Maximum dieser Kurve  $M_i$  dient als Grundlage zur Bestimmung der Dosis  $D_i$  die gemäß der folgenden (empirisch bestimmten) Gleichung geschieht:



$$D_i = \frac{M_i}{0,7839 \cdot \ln(M_i) + x^{\text{cal}}} \quad (1.8)$$

mit  $x^{\text{cal}}$ , einem Parameter, der zur Absolut-Kalibrierung dient. Er ist gegeben durch

$$x^{\text{cal}} = \frac{M^{\text{cal}}}{D_{\text{LiF}}^{\text{Cs}}} - 0,7839 \cdot \ln(M^{\text{cal}}) \quad (1.9)$$

mit  $D_{\text{LiF}}^{\text{Cs}}$ , der bei der Kalibrierung bestrahlten Dosis, üblicherweise ca. 1 Gy und

$M^{\text{cal}}$ , der Anzeige der TLDs, die mit der Kalibrierdosis  $D_{\text{LiF}}^{\text{Cs}}$  bestrahlt wurden.

Mit dieser Art der Dosisbestimmung lässt sich eine Unsicherheit von einem Faktor 2 erzielen. Das Verfahren 2 ist somit etwas besser geeignet als das Verfahren 1.

## **Anhang II     Auswertemethode für andere Anwendungszwecke**

### **II.1 Einleitung**

Im Hauptteil der vorliegenden Arbeit wurde in Kapitel 6 schwerpunktmäßig die Auswertemethode für den speziellen Anwendungszweck behandelt, für den das Spektrometer ursprünglich konzipiert wurde: Die Messung der Emission aus laserinduzierten Plasmen. Daneben sind noch weitere Anwendungszwecke denkbar, bei denen ebenfalls die Detektion von Elektronen oder Photonen mit elektronisch zählenden Messmethoden nicht möglich ist. Ein Beispiel ist die Bestimmung von Photonenspektren von gepulsten Bremsstrahlungsquellen, wie sie in der Medizin mehr und mehr eingesetzt werden. Hier ist es sowohl von Interesse, den Nutzstrahl quantitativ und energieaufgelöst zu bestimmen, aber auch Streustrahlung, um z.B. Strahlenschutzmaßnahmen sinnvoll planen zu können. Für diese Zwecke ist es nicht immer möglich, derart präzise Vorinformationen in die Entfaltung der Messwerte einzubeziehen, wie es für die Auswertung der Spektren der laserinduzierten Plasmen der Fall ist. Eine mögliche Vorinformation kann z.B. sein, dass die Maximalenergie der Strahlung bekannt ist, weil die Beschleunigungsspannung bekannt ist. Die Minimalenergie kann möglicherweise auf Grund der Kenntnis des vorhandenen Abschirmmaterials zwischen Strahlungsquelle und Spektrometer abgeschätzt werden. Über den sonstigen Verlauf des Spektrums sind jedoch keine weiteren Informationen bekannt, so dass sie nicht in einfacher Art und Weise parametrisiert werden können. Daher ist die Verwendung des Programms WinBUGS nicht ohne weiteres möglich. In derartigen Fällen ist es notwendig, Vorinformationen von beliebiger Art in die Entfaltung einbeziehen zu können. Zu diesem Zweck ist das in diesem Kapitel beschriebene Programm geeignet. Es wird im folgenden Abschnitt II.2 kurz beschrieben bevor in Abschnitt II.3 beispielhaft einige Spektren entfaltet und die Ergebnisse mit den bekannten wahren Spektren verglichen werden, um die Möglichkeiten und Grenzen des Verfahrens kennen zu lernen.

Der theoretische Hintergrund bezüglich der Entfaltung an sich ist bereits im Hauptteil der Arbeit in den Abschnitten 6.1 (Matrixgleichung für den Zusammenhang zwischen Fluenz und Dosis) und 6.2 (Wenigkanalentfaltung) ausführlich dargelegt. Daher wird an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen.

## **II.2 Computer-Programm zur Verwendung beliebiger Vorinformationen: MAXED**

Derartige Vorinformationen können z.B. mittels des Entfaltungsprogramms MAXED in die Entfaltung einbezogen werden [Reg99]. Das Programm erlaubt die Eingabe von beliebig gestalteten Fluenzspektren als Vorinformation. Ausgehend von dieser Vorinformation werden Spektren generiert, die mit den gemessenen Daten verträglich sind. Dabei wird genau das Spektrum als optimale Lösung ausgewählt, welches am wenigsten von der eingegebenen Vorinformation abweicht. Die dazu verwendete Methode ist das Prinzip der maximalen Entropie und beruht ebenfalls auf der Bayesschen Wahrscheinlichkeitstheorie.

## **II.3 Test des Entfaltungsverfahrens von MAXED**

Die in diesem Abschnitt durchgeführten Entfaltungen sind unter „Extrembedingungen“ erfolgt, um tatsächlich die Grenzen der Messmethode herauszufinden: Die einzige verwendete Vorinformation ist, dass lediglich Photonenstrahlung im jeweiligen Strahlungsfeld vorhanden ist. Als „Startwert“ der Iterationen wurde eine konstante spektrale Teilchenfluenz der Photonen im Energiebereich von 3 keV bis 100 MeV verwendet. Um die Qualität des benutzten Programms MAXED einordnen zu können, wurden alle Spektren zusätzlich mit einem anderen in der Literatur häufig benutzten Entfaltungscode ausgewertet: GRAVEL. Dieser Auswertalgorithmus benutzt nicht das Prinzip der maximalen Entropie, sondern eine Methode, die ähnlich der Methode der kleinsten Quadrate ist [Mat94]. Bei beiden Auswertverfahren muss eine Vorgabe für das chi-Quadrat pro Freiheitsgrad gesetzt werden (siehe Seite 44). Diese Vorgabe wurde einheitlich zu 1,0 gewählt.

### **II.3.1 Beispiel 1: Photonenspektrum einer Röntgenanlage mit 15 kV Spannung**

Abbildung II-1 zeigt den Vergleich zwischen dem wahren Spektrum (Sollwert) und den Ergebnissen der Entfaltung. Das wahre Spektrum wurde mit Hilfe eines HP-Ge-Detektoren gemessen [Ank99] und weist eine entsprechend feine Energieauflösung auf (schwarze gepunktete Kurve). Zur besseren Vergleichbarkeit wurde dasselbe Spektrum in den Energiekanälen der Ansprech-Matrix dargestellt (schwarze durchgezogene Kurve). Beide Ergebnisspektren stellen die obere Energiegrenze des Spektrums gut dar. Das ist zu erwarten, denn die Kurven der einzelnen TLD-Ebenen der Ansprech-Matrix für Photonen verlaufen in diesem Energiebereich extrem nicht-parallel (siehe Abbildung 5-4). Das bedeutet, die Eindringtiefe der Strahlung liefert eindeutige Information über die Energie der Strahlung. Im Energiebereich von 7 keV bis 12 keV weichen die Ergebnisse

vom Sollwert ab. Insbesondere des Ergebnis von GRAVEL liefert Fluenzen bei zu niedrigen Photonenenergien. Das wirkt sich unter anderem in der mittleren Energie der Spektren aus: Sollwert: 12,3 keV; MAXED: 12,2 keV; GRAVEL: 11,2 keV. Analog liefert MAXED eine deutlich bessere Gesamtfluenz: Sollwert  $1,72 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ; MAXED:  $1,70 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ; GRAVEL:  $2,15 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

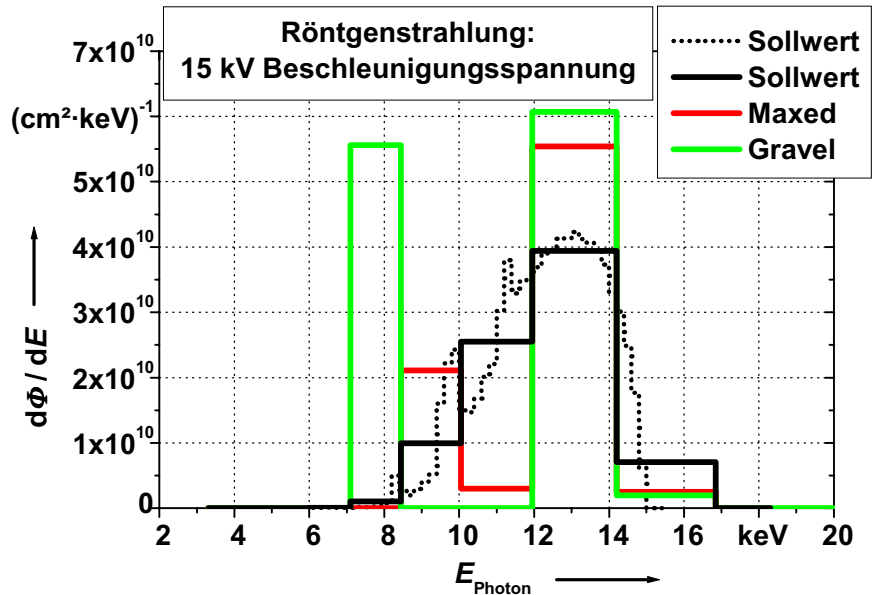


Abbildung II-1: Spektrale Fluenz eines Röntgenspektrums mit 15 kV Beschleunigungsspannung: Sollwert und Ergebnisse der beiden Entfaltungsmethoden im Vergleich.

### II.3.2 Beispiel 2: Photonenspektrum einer Röntgenanlage mit 300 kV Spannung

Abbildung II-2 zeigt wieder den Vergleich von Sollwert und Entfaltungsergebnissen. Im Wesentlichen gilt dasselbe wie im vorherigen Abschnitt: Auch hier liefert das Programm MAXED Ergebnisspektren mit den richtigen Werten für die mittlere Energie und die Gesamtfluenz: Sollwerte: 250 keV und  $7,97 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ; MAXED: 249 keV und  $7,94 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ; GRAVEL: 239 keV und  $8,59 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Die Ursache ist in der logarithmischen Darstellung zu erkennen: Im Ergebnisspektrum von GRAVEL treten neben dem Bereich, wo tatsächlich Photonenfluenz im wahren Spektrum vorhanden ist, signifikante Fluenzen auf.

### II.3.3 Beispiel 3: Photonenspektrum eines Beschleunigers mit 2 MV Spannung

In diesem Abschnitt wird die wichtige Anwendung der Messung eines Beschleunigerspektrums getestet. Entsprechende Messungen wurden am Institut für Strahlenphysik (IfS) der Universität Stuttgart durchgeführt[Ham79]. In Abbildung II-3 ist der Vergleich von bekanntem Spektrum (Simulation des IfS mit dem Monte-Carlo-Code GEANT 3.21) und den Entfaltungsergebnissen dargestellt. Hier wird noch deutlicher, dass das Programm MAXED wesentlich besser für die Entfaltung unbekannter Photonenspektren geeignet ist.

Die Werte der mittlere Energie und Gesamtfluenz sind: Sollwerte: 0,82 MeV und  $6,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ; MAXED: 0,89 MeV und  $6,0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ; GRAVEL: 0,63 MeV und  $9,0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Die Diskrepanzen werden in der logarithmischen Darstellung extrem deutlich. Das Programm GRAVEL liefert insbesondere nicht die steilen Flanken im Fluenzspektrum. MAXED dagegen findet sogar das hochenergetische Ende des Spektrum verhältnismäßig gut, obwohl die Kurven der Ansprech-Matrix in diesem Energiebereich (um 2 MeV) annähernd parallel verlaufen, siehe Abbildung 5-4)

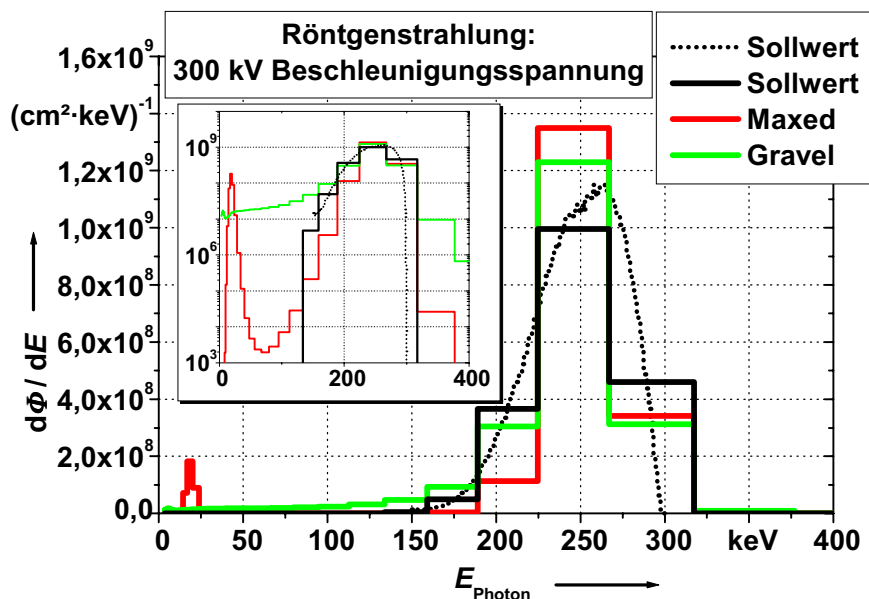


Abbildung II-2: Spektrale Fluenz eines Röntgenspektrums mit 300 kV Beschleunigungsspannung: Sollwert und Ergebnisse der beiden Entfaltungsmethoden im Vergleich.

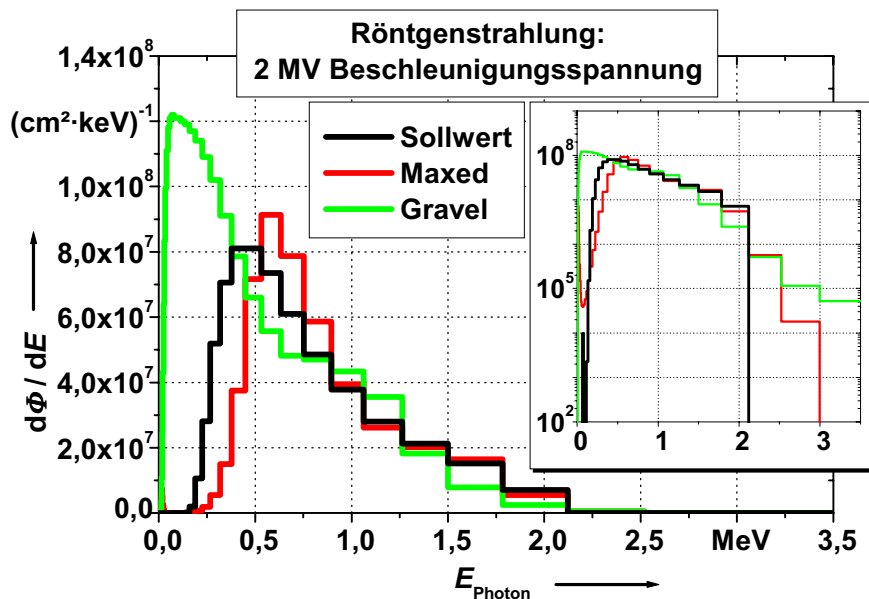


Abbildung II-3: Spektrale Fluenz eines Röntgenspektrums mit 2 MV Beschleunigungsspannung: Sollwert und Ergebnisse der beiden Entfaltungsmethoden im Vergleich.

### II.3.4 Beispiel 4: Photonenspektrum eines Beschleunigers mit 6 MV Spannung

Die Beispiele aus diesem und dem folgenden Abschnitt beruhen nicht auf Messungen, da keine entsprechenden Strahlungsquellen zur Verfügung standen. Stattdessen wurden Spektren mit entsprechender Grenzenergie mathematisch erzeugt (Soll-Spektren) und mit der Ansprech-Matrix für Photonenstrahlung multipliziert. Die so gewonnenen Dosiswerte wurden als Datenbasis für die Entfaltung verwendet. Bei einer Grenzenergie von 6 MeV verhalten sich die Ergebnisspektren vergleichbar zu einer Grenzenergie von 2 MeV, siehe vorheriger Abschnitt. In Abbildung II-4 sind die entsprechenden Spektren dargestellt. Die Werte der mittlere Energie und Gesamtfluenz sind: Sollwerte: 1,67 MeV und  $1,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ; MAXED: 1,85 MeV und  $1,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ; GRAVEL: 1,11 MeV und  $2,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

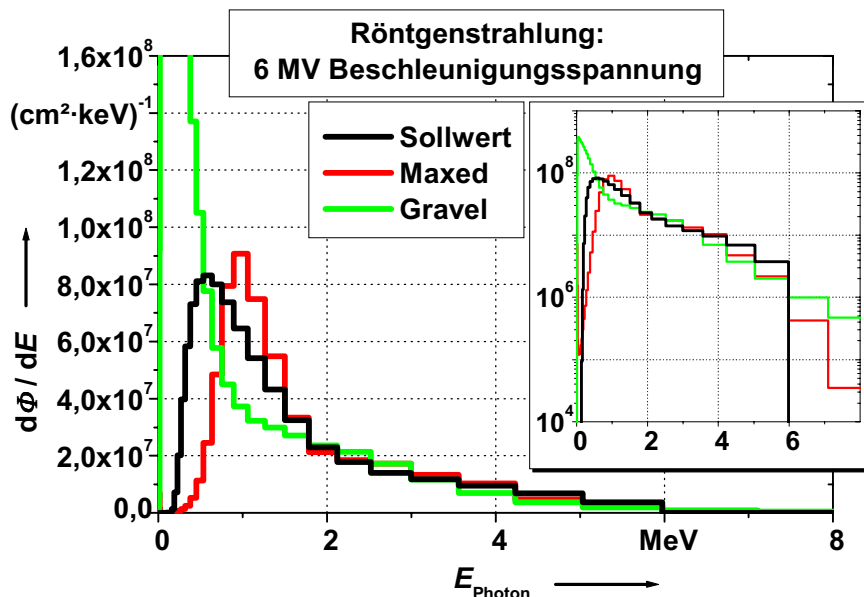


Abbildung II-4: Spektrale Fluenz eines Röntgenspektrums mit 6 MV Beschleunigungsspannung: Sollwert und Ergebnisse der beiden Entfaltungsmethoden im Vergleich.

### II.3.5 Beispiel 5: Photonenspektrum eines Beschleunigers mit 20 MV Spannung

Als letztes Beispiel wird eine sehr hohe Beschleunigungsspannung verwendet. In Abbildung II-5 sind die Ergebnisse und das konstruierte Soll-Spektrum dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Energiediskriminierung für diesen Bereich der Grenzenergie nicht mehr gut funktioniert. Die Ursache ist erneut im Verlauf der Ansprech-Matrix (Abbildung 5-4) zu finden: Die Kurven der einzelnen TLD-Ebenen verlaufen annähernd parallel. Dies gilt nicht für die vorderen TLD-Ebenen: Hier ist die Dosis jedoch durch Photonen niedriger Energie bestimmt (bis 5 MeV). Die Werte der mittlere Energie und Gesamtfluenz liegen für beide Entfaltungsprogramme in der Nähe der Soll-Werte: 5,2 MeV und  $5,9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ; MAXED: 5,5 MeV und  $5,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ; GRAVEL: 5,0 MeV und

$6,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Jedoch weist die Struktur im Energiebereich unterhalb 2 MeV im Ergebnis von GRAVEL auf eine gewisse Nicht-Eindeutigkeit des Resultates hin.

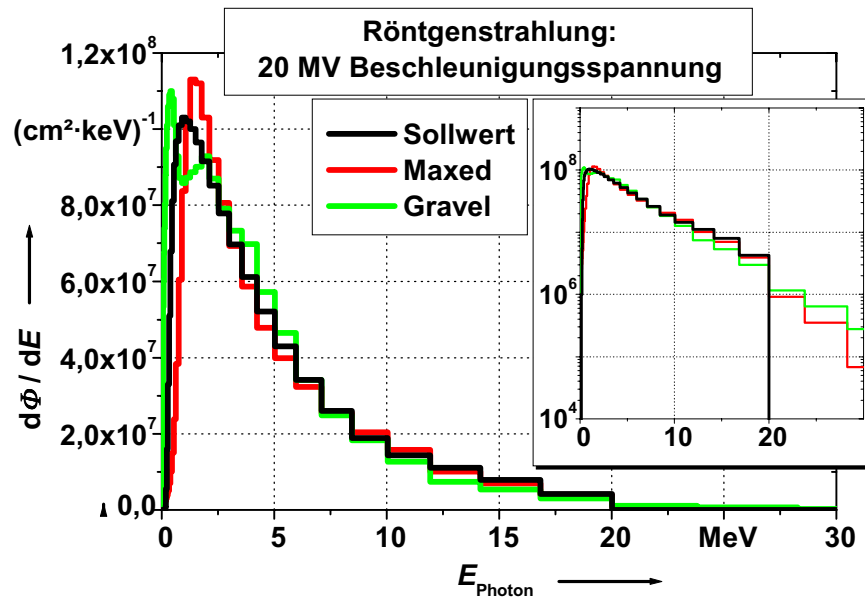


Abbildung II-5: Spektrale Fluenz eines Röntgenspektrums mit 20 MV Beschleunigungsspannung: Sollwert und Ergebnisse der beiden Entfaltungsmethoden im Vergleich.

### II.3.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die gewählten Beispiele geben einen guten Überblick über praktisch den gesamten Energiebereich der Ansprech-Matrix. Sie zeigen, dass das Wenig-Kanal-Spektrometer in Verbindung mit dem Entfaltungsprogramm MAXED gut geeignet ist, Photonenspektren in unbekanntem (insbesondere gepulsten) Photonen-Strahlungsfeldern zu messen. Wie bei allen Anwendungen, ist das Messgerät natürlich auch hier darauf beschränkt, gerichtete Strahlung zu messen. Diese ist jedoch bei vielen Anwendungen vorhanden: Eine Röntgenröhre besitzt einen klar definierten Fokus. Die Strahlung von Beschleunigern ist auf Grund der stark gerichteten Emission der Bremsstrahlungsrichtung in Vorwärtsrichtung der erzeugenden Elektronen ebenso nicht isotrop im Raum verteilt.

## Summary

In the last few decades, the feasibility of experiments with the interaction of very intensive laser radiation with matter has opened up the possibility of investigating physical effects which had so far been unobservable, and thus has gained in importance. This can be attributed to the fact that the light intensities achievable today are high enough to modify matter on the atomic level. Electrons are separated from their nuclei (ionisation) and a plasma is formed. Further energy transfer from the laser light to the plasma causes efficient particle acceleration resulting in the production of ionising radiation (primary electrons) in a measurable amount. Secondary effects such as the generation of Bremsstrahlung and the activation of matter on the nuclear level (photo-induced nuclear reactions) enlarge the spectrum of detectable effects. The aim of this work is to detect the individual components of the emitted ionising radiation as completely as possible. This will allow to understand the physical effects which are occurring during the interaction of laser light with matter. Moreover, an exact knowledge of the emitted radiation is a prerequisite for its practical use. The spectrum of possible applications extends from x-ray diagnostics in the medical field to the conversion of long-lived radioactive materials (waste) to the generation of controlled nuclear fusion for energy production.

The generation of the radiation field is of particular importance for its detection. Sufficiently high light intensities can only be generated with laser systems which are able to focus ultra-short laser pulses ( $\approx 100$  femtoseconds) onto very small surfaces ( $\approx$  ten micrometer squared). The physical processes take place on a comparable time scale. An ultra-short pulsed radiation field of ionising particles (electrons, photons, protons, ions and neutrons) is difficult to detect. Within the scope of this work a measuring instrument was developed which simultaneously allows electron and photon spectra to be measured as well as protons and ions to be detected. The energy range in which energy-resolved detection of the radiation is possible, lies in the range from 0,5 MeV to at least 20 keV for electrons, and in the range from 10 keV to approximate 20 MeV for photons. In mixed radiation fields, this range may be considerably smaller, in particular for the non-dominating radiation type. In addition to the detection unit for electron and photon radiation, the spectrometer is equipped with an indicator for the detection of heavy charged particles (for example: protons above 1 MeV particle energy and ions). The development of the measuring instrument is based on a few-channel spectrometer for photon radiation only which had already been available before this work.



The spectrometer basically consists of a linear arrangement of 30 absorbers. Behind each absorber, the amount of radiation (dose) that penetrates to that point into the spectrometer is measured with thermoluminescence detectors (TLD). The essential idea for particle and energy discrimination is that the penetration depth of the radiation depends on the type and on the energy of the particles. Therefore, it is possible to draw conclusions from the measured doses in the TLDs about the incident radiation. For a quantitative data analysis, it is necessary to know the exact penetration depth and dose production (response) in the different TLD levels for the different kinds and energies of radiation. Therefore, an important part of the work was the determination of the response of each of the 30 TLD levels for electron and photon radiation. For this purpose, radiation transport of electrons and photons in the spectrometer was simulated with the aid of Monte Carlo calculations, using the EGS4 program package. The correctness of the calculations was shown by experiment. The correct determination of the response is the first prerequisite for data evaluation: the determination of spectrally resolved particle fluences (spectra) from the dose distribution measured in the spectrometer. This data evaluation, deconvolution, was performed with two different programs, the first one is based on Bayes' probability theory: (1) The WinBUGS program requires detailed preliminary information about the spectra to be measured. This prerequisite is provided when laser-induced radiation is measured. The electron spectra are Maxwellian-distributed with regard to the particle energy. The photon spectra show an exponential decay with particle energy. The first assumption in particular could be confirmed by the data measured within the scope of this work. (2) The MAXED program is based on the maximum entropy method and was used to determine pure photon spectra in unknown radiation fields. It turned out to be very well suited for this purpose, compared, for example, with the GRAVEL program which is not based on the maximum entropy method. The latter programs are described in annex II.

An uncertainty analysis of the particle spectra showed that in some energy ranges (below 0,5 MeV for electron radiation and above 2 MeV for photon radiation), the main contribution to the uncertainty of the spectra depends on the form of the response matrices. This cannot be changed without difficulty, as is mainly defined by the interaction mechanisms of radiation with matter. Another uncertainty source of the spectra is the uncertainty of the measured dose values. This uncertainty should in future be reduced in the range of large dose values (above approximate 5 Gy) in particular, as in that range the error may even be a factor of 3.

The measurements on laser-induced plasmas were carried out with laser light obliquely incident on solid-state targets. The kind of data evaluation directly furnishes the hot electron temperature of the emitted electrons. It lies in the range between approximate 0,4 MeV and 1,7 MeV and thus follows the ponderomotive scaling law according to which this temperature scales with the intensity of the incident laser pulse, here  $(0,5-1,5) \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ . An important result is that the radiation emission is highly anisotropic, in particular for electrons with relativistic energies (kinetic electron energy  $\gg$  energy equivalent to their rest mass). Maximum emission results in the angular range between the forward direction of the laser beam and the direction of the optical reflection of the laser beam. At the angle of incidence of the laser beam used ( $45^\circ$ ), the range described covers  $90^\circ$  around the direction parallel to the surface of the solid-state target. In addition, it has been found that the photon emission in the directional distribution is correlated with the electron emission. Furthermore, the efficiencies of the conversion of incident laser light energy into emitted electron and photon energy were determined as a function of the target material onto which the laser beam is directed. The few-channel spectrometer thus has proved to be a very useful tool for the characterisation of the radiation emission of laser-produced plasmas. It can in future be used to perform further measurements for a detailed study of the characteristics as a function of other parameters such as the laser energy and intensity, the pre-pulse parameters (intensity and time dependence on main laser pulse) and other parameters.

As an application of the generated Bremsstrahlung, for the first time a photo-nuclear reaction induced with a table-top laser system could be performed.

## Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich bei allen, die zum guten Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. R. Sauerbrey für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit, die vorgelegte Arbeit am Institut für Optik und Quantenelektronik (IOQ) der Friedrich-Schiller-Universität in Jena durchführen zu können.

Ebenso bedanke ich mich bei Herrn Dr. H. Schwoerer vom IOQ für die direkte Betreuung der Arbeit. Wesentliche Impulse zur Art und Weise der Durchführung der Experimente stammen von ihm. Darüber hinaus bedanke ich mich für das Korrekturlesen des Manuskriptes dieser Arbeit.

Darüber hinaus gilt mein Dank Herrn Dr. P. Ambrosi von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB). Er war durch konstruktive Diskussionen an der Findung von maßgeblichen Ideen zum Vorankommen der Arbeit beteiligt. Als mein direkter Vorgesetzter hat er stets für genügend Freiraum innerhalb des täglichen Dienstgeschäftes gesorgt, um die Arbeit mit der nötigen Einsatzkraft voranzubringen.

Ebenso danke ich meinen weiteren Vorgesetzten Herrn Dr. W.G. Alberts, Herrn Dr. G. Dietze und Herrn Dr. J. Böhm für den Freiraum und die Mittel, diese Arbeit in der PTB durchführen zu können.

Ich danke Herrn Dr. R. Nolte für die Idee, das Programm WinBUGS zur Datenauswertung zu verwenden, für weitere Diskussionen sowie für das Korrekturlesen des Manuskriptes dieser Arbeit.

Herrn Dr. M. Reginatto danke ich für die ausführliche Einführung in die Benutzung des Programms WinBUGS und für weitere Diskussionen.

Ich danke Herrn Dr. S. Düsterer für die tatkräftige Mithilfe bei der Durchführung der Experimente: Einerseits für die Bedienung der Laseranlage am IOQ, andererseits für die Hilfe beim Be- und Entladen von Hunderten von TLDs in die Spektrometer.

Ebenso danke ich Herrn Dr. G. Pretzler und Herrn S. Karsch vom Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ) in Garching für die Möglichkeit, an der dortigen Laseranlage Experimente durchführen zu können.

Ich danke den Herren G. Winterbottom, B. Pullner, M. Furchert sowie den Kollegen der Hauptwerkstatt und Arbeitsvorbereitung der Abteilung 6 der PTB für das Bauen der Spektrometer inklusive der maßgenauen Filter.

Herrn M. Ahlborn danke ich für die Auswertung von vielen Tausend TLDs auch zu Zeiten außerhalb der Regeldienstzeit.

Ich danke Herrn Dr. H.-H. Pitz vom Institut für Strahlenphysik (IfS) der Universität Stuttgart für die Möglichkeit, einige Spektrometer mit hochenergetischer Bremsstrahlung zu bestrahlen.

Allen, die ich nicht namentlich erwähnt habe, die aber an dem Gelingen dieser Arbeit beteiligt waren, danke ich. Insbesondere sind alle Kollegen des Fachlaboratoriums für „Orts- und Personendosimetrie“ der PTB zu nennen: Viele von ihnen haben die Simulationsrechnungen zur Bestimmung der Ansprechmatrizen auf ihren Arbeits-PCs über Wochen und Monate hinweg laufen lassen und die resultierende Verlangsamung ihrer Rechnergeschwindigkeit in Kauf genommen. Ebenso danke ich alle Kollegen des Institutes für Optik und Quantenelektronik.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau Christiane für das Interesse an der Arbeit und dem Vorankommen und der entsprechenden mentalen Unterstützung dazu.

Zuletzt danke ich dem, der es immer wert ist, ihm Dank zum Ausdruck zu bringen: Gott und seinem Sohn Jesus Christus.

## Lebenslauf

Name: BEHRENS  
Vorname: ROLF  
Geburtsort: 27211 BASSUM (NIEDERSACHSEN)  
Geburtsdatum: 02. OKTOBER 1969  
Staatsangehörigkeit: DEUTSCH  
Familienstand: VERHEIRATET, 2 KINDER

Schule:  
Grundschule: 1976-1980 IN BASSUM  
Orientierungsstufe: 1980-1982 IN BASSUM  
Realschule: 1982-1986 IN BASSUM: ERWEITERTER SEK. I ABSCHLUSS  
Gymnasium: 1986-1989 IN SYKE: ALLGEMEINE HOCHSCHULREIFE

Grundwehrdienst:  
Grundausbildung: JUNI – AUGUST 1989 IN DEN NIEDERLANDEN  
Instandsetzung: SEPTEMBER 1989 – AUGUST 1990 IN WUNSTORF

Studium:  
Hochschule: TECHNISCHE UNIVERSITÄT „CAROLO-WILHELMINA“ ZU  
BRAUNSCHWEIG  
Ablauf: WS 1990/91: ELEKTROTECHNIK  
SS 1991 BIS WS 1995/96: PHYSIK  
Schwerpunkte: KERN- UND ELEMENTARTEILCHENPHYSIK  
Abschluss: DIPLOM-PHYSIKER  
Diplom-Arbeit: RECHNERGESTÜTZTE OPTIMIERUNG VON RÖNTGENFLUORESCENZ-  
ANLAGEN

Beruf: WISSENSCHAFTLICHER ANGESTELLTER  
SEIT JULI 1996 IN DER „PHYSIKALISCH-TECHNISCHEN BUNDES-  
ANSTALT“ IN BRAUNSCHWEIG  
Arbeitsgebiete: MESSTECHNIK AUF DEM GEBIET DER IONISIERENDEN STRAHLUNG,  
INSBESONDERE PHOTONENSTRAHLUNG IM BEREICH STRAHLEN-  
SCHUTZ:  
• DOSIMETRIE MITTELS AKTIVER UND PASSIVER MESSTECHNIK  
• SPEKTROMETRIE MIT HALBLEITERZÄHLERN  
• PRÜFUNG VON STRAHLENSCHUTZDOSIMETERN  
Weitere Aufgaben: • STRAHLENSCHUTZBEAUFTRAGTER IN DER ORGANISATION-  
EINHEIT NACH STRAHLENSCHUTZVERORDNUNG  
• QUALITÄTSMANAGEMENTBEAUFTRAGTER IN DER ORGANI-  
SATIONSEINHEIT  
• MITARBEIT IN NATIONALEN UND INTERNATIONALEN NOR-  
MUNGSGREMIEN AUF DEM GEBIET DER MESSTECHNIK FÜR DEN  
STRAHLENSCHUTZ



## Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit „*Wenig-Kanal-Spektrometer zur Messung von Elektronen- und Photonenspektren in ultrakurz gepulsten Strahlungsfeldern*“ selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer andren Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

---

Ort,

Datum

Unterschrift des Verfassers





## PTB-Berichte der Serie Dos (Dosimetrie)

- Dos-28: J. Böhm, H. Stadtmann, Chr. Strachotinsky:  
**Calibration of personal dosimeters for photon radiation with respect to the personal dose equivalent  $H_p(10)$ . General procedures and practical example.**  
38 S., ISBN 3-89701-138-7, 1998, € 10,50
- Dos-29: P. Ambrosi, K. Helmstädter (Hrsg.):  
**Betadosimetrie mit Teilkörperdosimetersonden.**  
Sitzungsbericht über Ergebnisse der ersten probeweisen Vergleichsmessungen 1996.  
40 S., ISBN 3-89701-153-0, 1998, € 10,50
- Dos-30: J. Böhm, P. Ambrosi, U. Ankerhold, K. Helmstädter et al.: **Dosimetry of weakly penetrating radiation.**  
36 S., ISBN 3-89701-174-3, 1998, € 10,50
- Dos-31: P. Ambrosi, J. Böhm, B. Dörschel (Hrsg.):  
**Fortbildungstagung „Dosimetrie externer Strahlung: Aktuelle Entwicklungen“**  
182 S., ISBN 3-89701-284-7, 1999, € 21,50
- Dos-32: L. Büermann, S. Guldbakke, H.-M. Kramer:  
**Calibration of personal and area dosimeters in high-energy photon fields.**  
28 S., ISBN 3-89701-285-5, 1999, € 9,50
- Dos-34: U. Ankerhold:  
**Catalogue of X-ray spectra and their characteristic data – ISO and DIN radiation qualities, therapy and diagnostic radiation qualities, unfiltered X-ray spectra–**  
124 S., ISBN 3-89701-513-7, 2000, ca. € 18,50
- Dos-35: I. Csete, L. Büermann, H.-M. Kramer and B. Lange:  
**Comparison of the PTB and OMH Air Kerma Standards for Medium Energy X-rays**  
17 S., ISBN 3-89701-592-7, 2000, ca. € 8,50
- Dos-37: P. Ambrosi, K. Helmstädter (Hrsg.):  
**Betadosimetrie mit Teilkörperdosimetersonden II**  
– Ergebnisse der Vergleichsmessungen 1998/1999 –  
Sitzungsbericht  
44 S., ISBN 3-89701-615-X, 2000, ca. € 11,00
- Dos-38: J.G.P. Peixoto, H.-J. Selbach, H.-M. Kramer, B. Lange: **Tentative type test of a non-invasive high-voltage meter with respect to the quantity of practical peak voltag**  
17 S., ISBN 3-89701-669-9, 2001, ca. € 8,50
- Dos-39: I. Kavemann, G. Nolte, P. Taschner:  
**Bauartprüfungen von Vakuum-Leistungsschaltern im Rahmen der Röntgenverordnung**  
36 S., ISBN 3-89701-793-8, 2001, ca. € 12,50
- Dos-40: I. Csete, L. Büermann, H.-M. Kramer:  
**Comparison of the PTB and OMH Air Kerma Standards for  $^{60}\text{Co}$  and  $^{137}\text{Cs}$  Gamma Radiation.**  
10 S., ISBN 3-89701-846-2, 2002, ca. € 7,50
- Dos-41: H.-M. Kramer, K. Derikum (Hrsg.):  
**Messtechnische Kontrollen von Therapiedosimetern.**  
Vorträge des 169. PTB-Seminars  
104 S., ISBN 3-89701-849-7, 2002, ca. € 17,50
- Dos-42: M. K.-H. Schneider:  
**Die Gammacell. Eine Bestrahlungsanlage für hohe Dosen und hohe Dosisleistungen.**  
42 S., ISBN 3-89701-912-4, 2002, ca. € 11,00
- Dos-43: S. Neumaier, R. Zwiener und J. Böhm (Hrsg.):  
**Experimente im Untergrundlaboratorium UDO der PTB im Bergwerk Asse II.**  
– Rückblick und Perspektiven –  
100 S., ISBN 3-89701-959-0, 2003, € 17,00
- Dos-44: R. Behrens:  
**Wenig-Kanal-Spektrometer zur Messung von Elektronen- und Photonenspektren in ultrakurz gepulsten Strahlungsfeldern.** Dissertation  
132 S., ISBN 3-86509-002-8, 2003, € 18,50