
Unterschrift der Betreuerin



D I P L O M A R B E I T

KARTIERUNG DER STRAHLENEXPOSITION AN BORD DES EUROPÄISCHEN MODULS COLUMBUS DER INTERNATIONALEN RAUMSTATION

ausgeführt am
ATOMINSTITUT DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT WIEN
Stadionallee 2
A-1020 Wien
www.ati.ac.at

unter der Anleitung von
Dipl.-Ing. Dr.techn. MICHAEL HAJEK
und
ao. Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. CHRISTINA STRELI

durch
CHRISTINA JOLANDA HOFSTÄTTER
Aichholzgasse 11A/8
A-1120 Wien

WIEN, APRIL 2013

Unterschrift

Kurzfassung

Kosmische Strahlung und jene Sekundärstrahlung, die durch Wechselwirkung mit der Struktur eines Raumfahrzeuges sowie dem menschlichen Körper entsteht, spielen in der bemannten Raumfahrt bislang die wesentlichste Rolle hinsichtlich der Gefahren, welchen die Astronauten bei ihrem Aufenthalt im Weltraum ausgesetzt sind. Raumfahrer unterliegen einem viel komplexeren Strahlungsfeld und weitaus höheren Strahlungsdosen als Personen auf der Erde. Aufgrund ihrer Qualität kann die kosmische Strahlung zudem schwerwiegendere biologische Wirkungen hervorrufen als die terrestrische Strahlung.

Das DOSIS-Experiment ist ein umfassendes und disziplinenübergreifendes internationales Projekt unter der Koordination des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR), das zur Beurteilung der potenziellen biologischen Auswirkungen auf die Gesundheit der Besatzung der Internationalen Raumstation (ISS) beiträgt. Im Zuge des Experiments wird die Verteilung der Strahlenexposition innerhalb des Europäischen Moduls Columbus der ISS mit einer umfangreichen Reihe von unterschiedlichen aktiven und passiven Detektorsystemen gemessen, um die Ladung und das Energiespektrum der kosmischen Strahlung zu erfassen. Die passiven Detektorpakete beinhalten Thermolumineszenzdetektoren, optisch stimulierte Lumineszenzdetektoren und Kernspurdetektoren, womit die absorbierte Dosis und die Verteilung des Linearen Energietransfers (LET) an elf Position innerhalb des Columbus-Moduls erfasst werden. Diese Messungen fanden während den bisherigen Expositionszeiträumen von Juli bis November 2009 (135 Tage), November 2009 bis Mai 2010 (191 Tage) und Mai bis November 2012 (125 Tage) statt.

Die Diskussion konzentriert sich auf die Ergebnisse der vom Atominstitut zum Experiment beigetragenen Thermolumineszenzdetektoren und deren Faltung mit Kernspurdetektor-Daten. Daraus wurde die Äquivalentdosis abgeleitet und die Bedeutung des Beitrags des Hoch-LET Bereichs ($\geq 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) der kosmischen Strahlung zur gemessenen TLD-Dosis evaluiert. Für die ersten beiden Phasen des Experiments zeigt die mit den unterschiedlichen Thermolumineszenz-Phosphoren erfasste absorbierten Dosisleistung eine ausgeprägte räumliche Verteilung mit einer Variation von bis zu 22% zwischen den jeweiligen Messpositionen. Die beobachtete verminderte Dosisleistung für die zweite Mission ist vorwiegend der Erhöhung der Sonnenaktivität und zu einem kleinen Teil der Höhenänderung der ISS zuzuschreiben. Von der dritten Expositionsperiode an Bord des Columbus-Moduls sind vorläufige Ergebnisse bereits verfügbar, eine abgeschlossene Beurteilung der Daten liegt bis dato noch nicht vor.

Abstract

Cosmic radiation and its secondaries created in interactions with spacecraft shielding structures and the human body constitute one of the most important hazards associated with human spaceflight. Crewmembers are facing exposures to radiation qualities that are known to produce distinct biological damage compared with radiation on ground, and dose levels that may easily exceed those routinely received by terrestrial radiation workers.

DOSIS is a comprehensive and overarching international dosimetry program, coordinated by the German Aerospace Centre (DLR), supporting assessment of potential biological implications on the health of space crew. It maps the distribution of the radiation environment in the European Columbus laboratory of the International Space Station (ISS) using a comprehensive set of active and passive instrumentation to measure the cosmic-ray charge and energy spectrum. Passive detector packages accommodating luminescence and plastic nuclear track detectors (PNTD) measured absorbed dose and linear energy transfer spectra at eleven sites throughout Columbus for mission durations of 135 days (July to November 2009), 191 days (November 2009 to May 2010) and 125 days (May to November 2012).

Discussion concentrates on thermoluminescence dosimetry (TLD) results acquired from detectors contributed by the Institute of Atomic and Subatomic Physics, but strives exemplarily the convolution of TLD and PNTD data during the first and second mission to derive dose equivalent and evaluate the significance of the high-LET ($\geq 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) contribution to the TLD dose. In the first and second mission the absorbed dose distribution determined by different luminescence phosphors showed a high degree of consistency and a distinct spatial pattern with variations of up to 22% between the sites. The decreased dose rate observed during the second mission is attributed to increasing solar activity and ISS altitude changes. From the third mission, preliminary results are available, but the assessment is not yet complete.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mich am Weg zu meinem Studienabschluss und während der Vollendung meiner Diplomarbeit unterstützt und motiviert haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Mentor Dipl.-Ing. Dr.techn. Michael Hajek, der meine wissenschaftliche Arbeit während der Zeit am Atominstitut betreut und gefördert hat, und mir den Kontakt mit internationalen Wissenschaftlern aus Dosimetrie und Strahlenphysik ermöglichte. Nicht nur sein kritisches Hinterfragen, seine fachliche Kompetenz und sein breitgefächertes Wissen, auch seine moralische Betreuung und Motivation waren unschlagbar. Vielen Dank für die Anerkennung und Ermunterung!

Ich spreche auch Frau ao. Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Christina Strelj meinen Dank aus, die mir durch ihre Unterstützung den Abschluss der Diplomarbeit am Atominstitut ermöglicht hat.

Ebenso gilt der Dank meinen Kollegen Manfred Fugger und Dipl.-Ing. Robert Bergmann, die mir in technischen Angelegenheiten und mit ihren Erfahrungen auf dem Gebiet der Dosimetrie geholfen haben.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer und tiefer Dank meinen Eltern und meinen Brüdern. Sie gaben mir die Gelegenheit, das Studium der Technischen Physik aufzunehmen und allen Herausforderungen zu trotzen. Nicht nur finanziell, sondern auch in jeglicher anderer Weise, habe ich immer ihre Unterstützung erhalten. Ihre Förderungen in Bildung, Eigenständigkeit und Verantwortungsbewusstsein schon in meinen jungen Jahren, aber gleichermaßen ihr Verständnis und Interesse für wissenschaftliches Lernen und Arbeiten an der Universität, gaben mir während der ganzen Zeit Antrieb und Rückhalt. Ihnen habe ich es zu verdanken, dass ich schlussendlich so vieles so gut meistern konnte.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Zielsetzung	2
2	Das DOSIS-Experiment	4
2.1	Überblick	4
2.2	Die Internationale Weltraumstation ISS	6
2.3	Das DOSIS-Experiment an Bord des Columbus-Moduls	7
2.4	Missionsplanung der Expositions-Phasen	9
3	Die Weltraumdosimetrie	10
3.1	Das kosmische Strahlungsfeld	10
3.1.1	Galaktische kosmische Strahlung	11
3.1.2	Solare kosmische Strahlung	12
3.1.3	Van-Allen-Strahlungsgürtel	14
3.2	Die Strahlenexposition im LEO	16
4	Wechselwirkungsprozesse mit der Struktur der ISS	17
4.1	Das Strahlungsumfeld innerhalb und außerhalb der ISS	17
4.2	Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie	20
4.2.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	22
4.2.2	Wechselwirkung von Neutronen mit Materie	28
4.2.3	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	32
5	Grundlagen der Dosimetrie	37
5.1	Skalare und vektorielle Strahlungsfeldgrößen	39
5.2	Wechselwirkungsgrößen zwischen Strahlung und Materie	40
5.3	Dosimetrische Größen	41

5.4	Strahlenschutzgrößen	46
6	Thermolumineszenz-Dosimetrie	49
6.1	Lumineszenzverfahren und das Bändermodell	50
6.2	Thermolumineszenz-Phosphore	51
6.3	Die Glowkurvenstruktur	53
6.4	LiF:Mg,Ti- und CaF ₂ :Tm-Detektoren	56
7	Dosismessung im kosmischen Strahlungsfeld	59
7.1	TL-Ausbeute η in gemischten Strahlungsfeldern	59
7.2	TL-Ausbeute η als Funktion des LET	62
7.3	Das Dosisansprechverhalten	65
7.4	Das Energieansprechvermögen	65
7.5	Methoden zur Evaluierung der absorbierten Dosis	66
7.6	Erfassung der absorbierten Neutronendosis im LEO	70
8	Diskussion der Ergebnisse des DOSIS-Experiments	73
8.1	Das experimentelle Protokoll	73
8.2	Kalibrierung der TLDs	77
8.3	Die Ergebnisse aus DOSIS-1 und DOSIS-2	87
8.4	Faltung der TLD- und PNTD-Ergebnisse	99
8.5	Vorläufige Ergebnisse aus DOSIS-3D-1	102
9	Conclusio	108
	Glossar	i
	Tabellenverzeichnis	iv
	Abbildungsverzeichnis	v
	Referenzen	vi

1 Einleitung

1.1 Motivation

Astronauten, die auf einer Weltraumstation im erdnahen Orbit oder im interplanetaren Raum einige Zeit verbringen, sind beträchtlich höheren Dosen und anderen Qualitäten ionisierender Strahlung ausgesetzt, als Personen am Erdboden [2]. Dies trifft auch im Fall der Internationalen Raumstation ISS (Abbildung 1.1) zu, die sich im erdnahen Orbit in einer mittleren Höhe von 400 km über der Erdoberfläche befindet. Zwar wird die Strahlenexposition so weit als möglich durch sorgsame Missionsplanung und konstruktive Maßnahmen reduziert, dennoch stellt die kosmische Strahlung die wesentlichste Randbedingung für bemannte Weltraumfahrt dar.

Die Strahlungsumgebung im Weltraum zeichnet sich durch ein hohes Maß an Komplexität und Dynamik aus. Wenn die einfallende Strahlung die Struktur eines Raumschiffes durchdringt, wird in vielfältigen nuklearen Wechselwirkungen ein komplexes Sekundärfeld aus geladenen und ungeladenen Teilchen erzeugt. Dessen Bestandteile können nachweislich deutlich schwerwiegendere biologische Schäden verursachen als die terrestrische Strahlung, womit sich entsprechende Unsicherheiten in der Prognose von gesundheitlichen Risiken für Besatzungsmitglieder ergeben und sich die Beurteilung der Wirksamkeit eventueller Gegenmaßnahmen erschwert. Eine zuverlässige Risikobewertung für zukünftige bemannte Langzeitraumflüge, hängt von der Kenntnis der physikalischen Charakteristik des Strahlenfeldes innerhalb des Raumfahrzeuges ab. Das daraus resultierende Wissen trägt wesentlich zur Weiterentwicklung von Strahlenschutzstandards für die bemannte Weltraumfahrt bei [3].



Abb. 1.1: Die Internationale Weltraumstation ISS (Quelle: NASA).

Für längere Aufenthalte im Weltraum oder Missionen im interplanetaren Raum sind vier Aspekte zu berücksichtigen:

1. Ingenieurwissenschaften und Ressourcenautonomie:

Die technischen Errungenschaften der letzten Jahrzehnte ermöglichen einen längeren Aufenthalt im Weltraum und sind somit als gelöst zu betrachten. Ebenso sind die Nutzung und Nutzbarmachung von in situ vorhandenen Ressourcen, die Versorgung mit lebenswichtigen Gasen und Nahrung, die Wiederaufbereitung von Wasser und die Energieversorgung bzw. -gewinnung gewährleistet.

2. Physiologische Aspekte:

Auch die physiologischen Aspekte hinsichtlich der Gehirnfunktionen, des Bewegungsapparates (Knochen, Muskeln), des Immunsystems oder der Raumkrankheit (Space Adaption Syndrom) können für einen längeren Aufenthalt unter den extremen Bedingungen der Mikrogravitation infolge medizinischer Versorgung, spezieller Trainingsgeräte oder Ähnlichem nicht mehr als Hindernis für die Weltraumfahrt angesehen werden.

3. Psychologische und psychosoziale Aspekte:

Schwerer sind jedoch Lösungen, Behandlungs- oder Trainingsmethoden hinsichtlich der psychologischen und psychosozialen Aspekte zu finden. Selbst durch eine längerfristige und gewissenhafte Vorbereitung der Astronauten auf ihren Aufenthalt im Weltraum, sind diese nicht völlig gewappnet für Bedingungen wie das Miteinander-Leben auf engstem Raum, Einsamkeit, Isolation, soziale Spannungen, psychosoziale Stressfaktoren oder das Aufeinandertreffen unterschiedlicher Nationalitäten, verschiedener religiöser, sozialer und kultureller Weltanschauungen.

4. Kosmische Strahlung und das Strahlungsumfeld:

Einer der wichtigsten und gefährlichsten Aspekte ist die lebensfeindliche kosmische Strahlungsumgebung. Quellen für die kosmische Strahlung sind die galaktische kosmische Strahlung und die solare kosmische Strahlung, wie die Eruption solarer Materie (Solar Flares, Coronal Mass Ejections) oder andere solare Teilchenereignisse. Außerdem sind die Astronauten im erdnahen Orbit (LEO, Low Earth Orbit) zusätzlich den hochenergetischen Elektronen und Protonen, die in den sogenannten Van-Allen-Strahlungsgürteln gefangen sind, ausgesetzt.

Da die Strahlungsbelastung eine noch nicht bestimmte Unbekannte in der bemannten Weltraumfahrt darstellt, wird eifrig an deren Erforschung gearbeitet, um dadurch eine möglichst genaue Risikoabschätzung für die Mannschaft auf längeren Missionen zu ermöglichen. Dies liegt auch in der Verantwortung der Weltraumorganisationen gegenüber der Astronauten, um diese nicht unnütz einer gesundheitlichen Gefährdung auszusetzen.

1.2 Zielsetzung

Die ISS ist ein weltweit einzigartiges Projekt zur Schaffung des größten internationalen Weltraumlabor im erdnahen Orbit für die Wissenschaft und industrielle Forschung.

Sie wurde mittlerweile mit Ausnahme weniger Details fertiggestellt, und verschiedenste Experimente werden innerhalb einzelner Module, wie auch außerhalb der Raumstation, durchgeführt. Trotz aller Anstrengungen konnten nicht alle problematischen Aspekte, welche die Grenzen für den Aufenthalt im Weltraum darstellen, vollständig aus der Welt geschafft werden. Die Herausforderungen in der Weltraumforschung können in drei wesentliche Punkte eingeteilt werden [1]:

1. Eine Risikoabschätzung der Strahlungsbelastung, auch im interplanetaren Raum.
2. Die Beschreibung und Charakterisierung des komplexen kosmischen Strahlungsfeldes.
3. Die Untersuchung der biologischen Strahlenwirkung auf den menschlichen Organismus sowie der Auswirkungen auf die angewandte Technologie, wie die schädigende Wirkung der dicht ionisierenden Strahlung auf Halbleiterspeicher, mikroelektronischer Komponenten und Strukturmaterialien.

Die kosmische Strahlung und deren Sekundärstrahlung stellen also eine der wesentlichsten Gefahren in Zusammenhang mit der Weltraumfahrt dar. Das multilaterale Projekt **DOSIS (Dose Distribution Inside the ISS)** ist ein internationales Experiment, zur Bestimmung der Beschaffenheit des Strahlungsfeldes und einer Kartierung der Strahlenexposition im Europäischen Modul Columbus der ISS (Abbildung 1.2).



Abb. 1.2: Das Europäische Columbus Modul mit Astronaut Hans Schlegel (Quelle: NASA).

Das führt zu dem Schluss, dass die zukünftigen Herausforderungen der bemannten Raumfahrt in erster Linie in den Lebenswissenschaften (Life Sciences) zu suchen sind.

2 Das DOSIS-Experiment

2.1 Überblick

Das DOSIS-Experiment wurde im Rahmen eines Programms der Europäischen Weltraumbehörde ESA (European Space Agency), dem „European Programme for Life and Physical Sciences“ (ELIPS), realisiert. Das Forschungsprojekt steht unter der Leitung des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR), welches für die Koordination der experimentellen Ausführungen und Datenanalysen der Kooperationspartner verantwortlich ist. Die österreichische Beteiligung an DOSIS wurde im Rahmen des „Austrian Space Applications Programme“ (ASAP) des Bundesministeriums für Verkehr, Innovation und Technologie unterstützt [2].

Zu den Mitgliedern dieses Forschungsprojektes zählen international renommierte Forschungseinrichtungen und Universitäten (Tabelle 2.1).

	Institution	Standort
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt	Köln, Deutschland
ATI	Atominstitut der Technischen Universität Wien	Wien, Österreich
CAU	Christian-Albrechts-Universität zu Kiel	Kiel, Deutschland
IFJ	Institute of Nuclear Physics	Krakau, Polen
SCK-CEN	Belgian Nuclear Research Centre	Mol, Belgien
NPI	Nuclear Physics Institute	Prag, Tschechische Republik
AERI	Atomic Energy Research Institute	Budapest, Ungarn
DIAS	Dublin Institute for Advanced Studies	Dublin, Irland
NIRS	National Institute of Radiological Sciences	Chiba, Japan
OSU	Oklahoma State University	Stillwater, USA
NASA-JSC	NASA Johnson Space Centre	Houston, USA
OHB	Orbital- u. Hydrotechnologie Bremen	Bremen, Deutschland

Tab. 2.1: Kooperationspartner des DOSIS-Experiments

Das Atominstitut der Technischen Universität Wien beteiligt sich seit 2008 an dem Projekt DOSIS unter dem Projekttitel „Radiation Dose Mapping Onboard Columbus“, wobei u.a. der Beitrag durch ein passives Detektorsystem in Form von Thermolumineszenzdosimetern geliefert wird.

Dieses strahlenphysikalische Forschungsprojekt wird an Bord des Europäischen Moduls Columbus durchgeführt. Wie eingangs erwähnt ist einer der wichtigsten Punkte zur Realisierung von zukünftigen Langzeitaufenthalten im Weltraum, für Einrichtungen von menschlichen Außenposten oder zukünftigen Forschungsmissionen in den interplanetaren Raum eine fundierte Risikoabschätzung der kosmischen Strahlenbelastung. Neben der biologischen Strahlenwirkung ist auch die Auswirkung bzw.

Schädigung des technischen Equipments nicht zu vernachlässigen, wodurch die Beschreibung des komplexen kosmischen Strahlungsfeldes sowohl für den menschlichen Organismus als auch für die angewandte Technologie von größter Bedeutung ist. Die **Aufgaben der Strahlenphysik und der Dosimetrie** für das DOSIS-Experiment lassen sich detailliert in fünf Punkten zusammenfassen [4]:

1. Integralmessung von absorbiert Dosis, Neutronendosis, Flussdichte und spektraler Verteilung schwerer Ionen in Bezug auf Ladung, Energie und LET, um die Gesamtheit der Strahlungsfeldcharakteristik zu erfassen.
2. Untersuchungen von Targetfragmentierung unterschiedlicher Absorbermaterialien (Fragmentierungsmechanismen und -systematik).
3. Messungen der Winkelverteilung von schweren Ionen und Targetfragmenten.
4. Zeit- und Winkelverteilung von schweren Ionen und Targetfragmenten.
5. Erfassung der LET-Spektren von galaktischer kosmischer Strahlung und im Erdmagnetfeld gefangener Teilchen.
6. Querkalibrierung von Messungen bei unterschiedlichen Abschirmungsbedingungen.

Die im Forschungsprojekt erworbenen experimentellen Ergebnisse sollen zur Entwicklung von Strahlenschutzstandards für die bemannte Weltraumfahrt beitragen und das Wissen über die Charakteristik des Strahlungsfeldes, den Teilchentransport durch Materie (z.B. zur Optimierung der Abschirmmaterialien) und dessen Wirkungsweise erweitern. Dadurch sollen unbekannte physikalische und biologische Parameter bestimmt werden, sowie eine klare Abschätzung des Strahlenrisikos, vor allem bei Langzeitflügen, gesichert werden. Im Rahmen des DOSIS-Experiments werden ebenso Simulationsmodelle entwickelt und mit Hilfe der experimentellen Erkenntnisse optimiert. Dadurch soll für spätere interplanetare Missionen die Berechnung der absorbierten Dosis für die Besatzung, aber auch das Ausmaß der Strahlenschäden für das elektronische Equipment mittels spezifischer Simulationsmodelle ermöglicht werden.

Die Energiedosis, die Teilchenflussdichte und die Energiespektren werden durch Detektorpakete zur Ermittlung der Strahlungsumgebung im Inneren der Raumstation bestimmt, die an elf unterschiedlich abgeschirmten Standorten platziert wurden, wobei die Positionen über das gesamte Columbus-Modul nahezu gleichmäßig verteilt sind. Die einzelnen Detektorpakete (PDPs, Passive Detector Packages) enthalten verschiedene thermisch bzw. optisch stimulierte Lumineszenzdetektoren und Kernspurdetektoren (PNTDs, Plastic Nuclear Track Detectors) von mehreren Kooperationspartnern. Die Verwendung verschiedener Detektorsysteme ermöglicht eine Querkalibrierung der unterschiedlichen Ansprechvermögen.

Nach der Auswertung und Beurteilung der Resultate der jeweiligen Detektorsysteme wurde eine Faltung der TLD- und PNTD-Daten durchgeführt, womit die Ermittlung der Äquivalentdosis und eine Evaluierung der Signifikanz des Beitrags aus dem Hoch-LET Bereich ($\geq 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) möglich wurde. Im speziellen werden hier die Ergebnisse der ersten beiden Expositionsperioden DOSIS-1 und DOSIS-2 diskutiert, die im Zeitraum von 2009 bis 2010 an Bord der ISS durchgeführt wurden. Mit diesen Ergebnissen konnte eine erste Quantifizierung und Kartierung der Strahlenexposition im Columbus-Modul erstellt werden. Zusätzlich gibt es bereits vorläufige Resultate aus der dritten Expositionsphase DOSIS-3D-1, die für einen Vergleich mit den ersten beiden Phasen herangezogen werden.

Für die Thermolumineszenzdosimetrie verwendet das ATI drei unterschiedliche Detektortypen. Zum einen $\text{CaF}_2\text{:Tm}$ -Phosphore (TLD-300) und zum anderen LiF:Mg,Ti -Phosphore, wobei letztere mit ^6Li (TLD-600) bzw. ^7Li (TLD-700) angereichert sind. Die absorbierte Energiedosis liegt zwischen 200 und 270 $\mu\text{Gy/d}$ für DOSIS-1 und DOSIS-2. Die vorläufigen Ergebnisse von DOSIS-3D-1 zeigen eine Zunahme der absorbierten Energiedosis. Der Beitrag der (langsamen) Neutronen wird durch die „Pair-Methode“ (Differenzbildung der TLD-600- und TLD-700-Signale) und die HTR-Methode (High Temperature Ratio) im Hochtemperaturbereich der TLD-600 angegeben (siehe Kapitel 7.6).

2.2 Die Internationale Weltraumstation ISS

Durch eine Kooperation zwischen den Vereinigten Staaten (NASA, National Aeronautics and Space Administration), Russland (Roskosmos, Russian Federal Space Agency), Japan (JAXA, Japan Aerospace Exploration Agency), Europa (ESA, European Space Agency) und Kanada (CSA, Canadian Space Agency) konnte dieses internationale Projekt verwirklicht werden. Mit 450 Tonnen und 1200 Kubikmeter Wohn- und Arbeitsraum bietet die ISS Platz für sieben Besatzungsmitglieder und eine Vielzahl von wissenschaftlichen Experimenten. Die Bauphase dauerte von 1998 bis 2010, wobei die geplante Nutzungsdauer der ISS bis mindestens 2020 angesetzt ist [5].

Die ISS ist eines der größten Technologieprojekte aller Zeiten und stellt ein fliegendes Labor mit exzellenten Möglichkeiten für Wissenschaft und industrielle Forschung dar. Die Aufteilung der Nutzung lässt sich näherungsweise wie folgt darstellen:

- Humanphysiologie und Biologie (ca. 45%),
- Materialforschung, Fluidphysik und Physikalische Chemie (ca. 35%),
- Technologie, Telekommunikation, Extraterrestrik, Erderkundung und Industrie (jeweils ca. 5%).

Die ISS bewegt sich in einer mittleren Höhe von 400 km im LEO. Durch die Restgravitation verliert die ISS sukzessive an Flughöhe. Sie bewegt sich mit einer durchschnittlichen Geschwindigkeit von 28,000 km/h und umkreist die Erde 15.7 Mal pro Tag. Mit der gewählten orbitalen Inklination von 51.6° ist die bestmögliche Verbindung zu Bodenstationen (USA, Russland etc.) gewährleistet, wodurch auch für die russische Raumfahrtbehörde bessere Bedingungen für Zubringer oder Transportflüge herrschen. Dafür muss jedoch in Kauf genommen werden, dass durch diese Bahnneigung die ISS die sogenannte Südatlantische Anomalie (South Atlantic Anomaly, SAA) durchfliegt, was mit einer erhöhten Strahlungsbelastung der Besatzungsmitglieder verbunden ist (siehe Kapitel 3.1.3). Wäre die Bahnneigung etwas geringer, könnte man den Durchgang durch die SAA vermeiden. In Abbildung 2.1 ist die Bahnbewegung der ISS um die Erde grafisch dargestellt.



Abb. 2.1: Die Bahnbewegung der ISS im LEO (Quelle: NASA).

2.3 Das DOSIS-Experiment an Bord des Columbus-Moduls

Europa leistet seinen Beitrag an der ISS durch das Europäische Raumlabor Columbus und durch die Versorgung der Station mittels dem ATV (Automated Transfer Vehicle), welches zum Transport von wissenschaftlicher Nutzlast verwendet wird, wie auch Raketentreibstoff, der zum regelmäßig erforderlichen Anheben der ISS auf ihrer Umlaufbahn benötigt wird. Das Wissenschaftslabor ist demnach der größte Beitrag der ESA. Die Kopplung des Columbus-Moduls an die ISS fand am 11. Februar 2008 statt. Das zylindrische Modul besitzt eine Länge von 6.87 m mit einem Durchmesser von 4.47 m und hat eine Crew-Kapazität von drei Astronauten [5].

Für die Erfassung der experimentellen Daten zur Messung der Strahlenbelastung werden an Bord des Columbus-Moduls aktive und passive Detektorsysteme verwendet, um eine möglichst effektive und sichere Datenerfassung zu gewährleisten.

1. Aktive Detektorsysteme:

Die aktiven Detektorsysteme des Experiments umfassen zwei Siliziumdetektorteleskope „DOSTEL“ (DOSimetric TElescope), die an der CAU in Kiel gemeinsam mit dem DLR entwickelt wurden. Die Messdaten werden monatlich zum Microgravity User Support Centre (MUSC) des DLR übertragen. Mit zwei baugleichen Strahlungsmessgeräten wird das Strahlungsfeld gleichzeitig sowohl außerhalb als auch innerhalb des Columbus-Moduls bestimmt [6]. Der Vorteil aktiver Detektorsysteme liegt in der Echtzeit-Verarbeitung

und -Anzeige der Daten, wodurch die Information über die absorbierte Dosis instantan vorhanden ist. Der Nachteil dieser Detektoren darin liegt, dass sie eine Energieversorgung benötigen und daher nicht immer und überall einsetzbar sind [1].

2. Passive Detektorsysteme:

Die jeweiligen PDPs bestehen aus einer Kombination aus Kernspurdetektoren, thermisch und optisch stimulierte Lumineszenzdetektoren. Der Vorteil der passiven Detektorsysteme besteht darin, dass sie keine Stromversorgung benötigen und daher immer und überall einsetzbar sind, jedoch gibt es keine Echtzeit-Anzeige. Erst ein Ausleseverfahren im Labor zu einem späteren Zeitpunkt erbringt die Information über die absorbierte Dosis.

Das DOSIS-Experiment umfasst elf PDPs (DOSIS-PDP-1-001, DOSIS-PDP-2-001...010) und zwei aktive Detektorsysteme (DOSTEL). Jedes der PDPs ermöglicht durch die Kombination von Lumineszenz-Detektoren und Kernspurdetektoren eine Integralmessung des Strahlungsfeldes innerhalb des Columbus-Moduls. Ein einzelnes PDP enthält mehr als 200 derartiger Lumineszenz-Detektoren, aufgeteilt auf sechs Detektorholder, in Verbindung mit mehreren Schichten von Kernspurdetektoren. Die Positionen und Anzahl für die Detektoren der jeweiligen Kooperationspartner sind fest vorgegeben (siehe Abbildung 2.2). Ein PDP hat eine Größe von $70 \times 50 \times 30 \text{ mm}^3$ und ein Gewicht von 65 g [3].

Das ATI hat in jedem Expositionszeitraum des Experiments (DOSIS-1, DOSIS-2, DOSIS-3D-1) insgesamt 264 TLDs in den PDPs installiert, wobei sich diese Zahl gleichermaßen auf drei verschiedene Typen von TL-Detektoren mit unterschiedlichem Ansprechvermögen aufteilt. Zehn dieser Pakete sind an definierten Positionen innerhalb des Columbus-Moduls zur Messung der absorbierten Dosis angebracht (Abbildung 2.2).

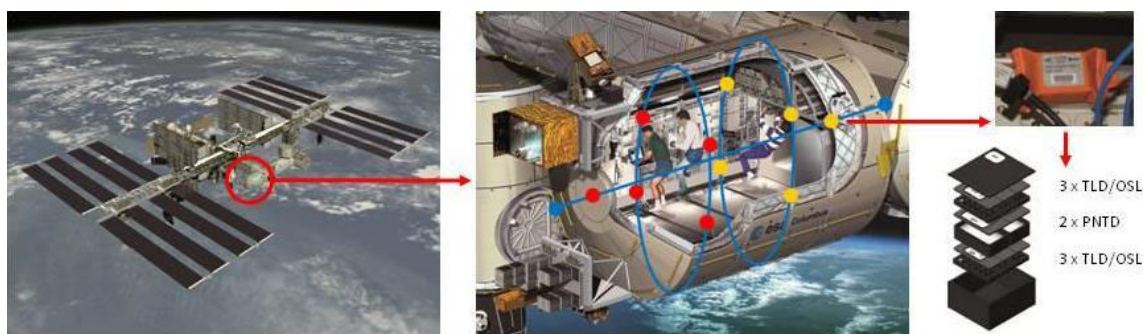


Abb. 2.2: Position des Columbus-Moduls an der ISS und die Platzierungen der PDPs innerhalb des Columbus-Moduls.

Das elfte Paket „DOSIS-PDP-1-001“ wurde an der „DOSIS Main Box“ zur Überwachung des Strahlungsumfeldes mittels orthogonaler Detektoranordnung angebracht. Ein weiteres Detektorpaket, bezeichnet mit „BG“, dient zur Bewertung des Strahlungshintergrundes (Background), der sich während der Aufbewahrung und des Transports der Detektoren auf der Erdoberfläche ergibt und schließlich als Korrektur bei der Auswertung mit einbezogen wird [3].

2.4 Missionsplanung der Expositions-Phasen

Die Abbildung 2.3 zeigt die Expositionszeiträume von DOSIS-1, DOSIS-2 und DOSIS-3D-1. Die DOSIS-1-Hardware wurde am 15. Juli 2009 mit der Space-Shuttle-Mission STS-127 (Endeavour) in den Orbit gebracht und nach 135 Tagen am 21. November 2009 von STS-129 (Atlantis) auf die Erde zurück gebracht. Die zweite Expositionsphase DOSIS-2 dauerte 191 Tage. Die PDPs erreichten die ISS mit STS-129 am 16. November 2009 und kehrten am 26. Mai 2010 mit STS-132 wieder auf die Erde zurück [7]. Im Zeitraum von 15. Mai 2012 bis 17. September 2012 fand für 125 Tage die dritte Expositionsperiode DOSIS-3D-1 im Columbus-Modul statt. Den Hin- und Rückflug absolvierte Soyuz 30S.

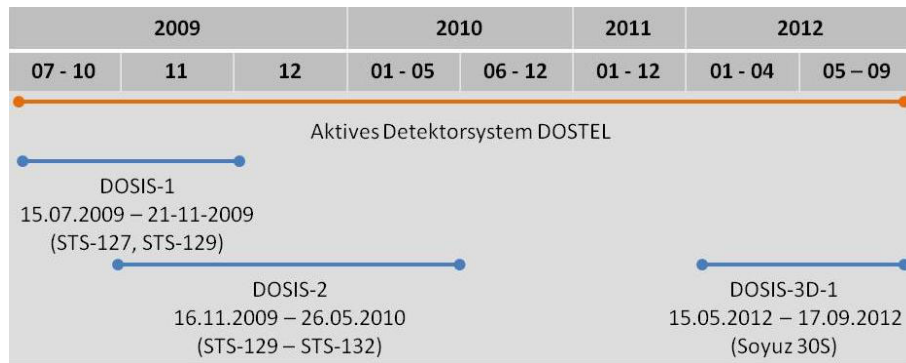


Abb. 2.3: Die zeitliche Abfolge der bisherigen Expositions-Phasen des DOSIS-Experiments.

Die Kenntnis des genauen Zeitplans ist erforderlich, um eine sachgemäße **Background-Korrektur** D_{BG} (μGy) bei der Auswertung der TLD-Daten zu berechnen. Mit der simplen Gleichung (2.1) und den exakten Zeitangaben (Tabelle 2.2) ist dies leicht durchzuführen.

$$D_{BG} = \frac{D_{\text{abs}}}{D_{\text{tot}}} = (t_L + t_R) \Rightarrow D_{\text{corr}} = D_{\text{tot}} - D_{BG} \quad (2.1)$$

t_L	...Zeitraum zwischen Dosimetervorbereitung und Ankunft auf ISS
t_R	...Zeitraum zwischen Ankunft auf der Erde und Auslesen der Dosimeter
t_{L-R}	...Zeitraum zwischen Ankunft auf ISS und Ankunft auf der Erde
t_{tot}	...Zeitraum zwischen Vorbereitung und Auslesen der Dosimeter

Tab. 2.2: Zeitangaben zur Berechnung des Strahlungshintergrundes.

3 Die Weltraumdosimetrie

Die Grundlagen der Entwicklung der Weltraumdosimetrie reichen zu den Anfängen der Raumfahrt in den 1950er und 60er Jahren zurück. In dieser Zeit beschränkten sich die Forschungsarbeiten hauptsächlich auf amerikanische und russische Wissenschaftler. Auch heute sind die Strahlungsforschungen im Weltraum hauptsächlich raumfahrenden Nationen vorbehalten, da vorwiegend diese die Möglichkeit der Anwendungen von Detektorsystemen direkt im Weltraum haben. Durch internationale Kooperationen bekommen aber auch andere Nationen die Chance, auf diesem Gebiet zu forschen und zu arbeiten. Aufgrund der technischen Entwicklungen steht heutzutage der Wissenschaft eine Vielzahl an Detektorsystemen zur Verfügung, um die Komplexität der Strahlungsumgebung im Weltraum zu erfassen [8].

3.1 Das kosmische Strahlungsfeld

Kosmische Strahlung unterscheidet sich hinsichtlich der Intensität und der Zusammensetzung erheblich von der terrestrischen Umgebungsstrahlung. Durch das breite Spektrum an Teilchen- und elektromagnetischer Strahlung stellt die Messung der kosmischen Strahlungsumgebung hohe Anforderungen an die Detektorsysteme und die Forschungsarbeit im Bereich der Dosimetrie.

Das Strahlungsumfeld im Weltraum setzt sich aus einer Vielzahl von Strahlenarten zusammen, die einen weiten Energiebereich abdecken. Beim Durchtritt durch die Struktur eines Raumfahrzeuges sind diese Teilchen an einer Vielzahl von Wechselwirkungen beteiligt, wodurch im Inneren eines Raumfahrzeuges ein stark modifiziertes, komplexes Sekundärfeld von geladenen Teilchen, Neutronen und elektromagnetischer Strahlung entsteht (siehe Kapitel 4). Obwohl die Zahl der verschiedenen Teilchenarten sehr groß ist und sich ihr Energiespektrum über einen weiten Bereich erstreckt, ist der Teilchenfluss dennoch oft gering.

Das primäre kosmische Strahlungsfeld setzt sich aus drei Komponenten zusammen, die im Folgenden näher betrachtet werden:

1. **Galaktische kosmische Strahlung** (Galactic Cosmic Radiation, GCR).
2. **Solare kosmische Strahlung** (Solar Cosmic Radiation, SCR).
3. **Van-Allen-Strahlungsgürtel** (Earth's trapped Radiation Belts, ERBs).

3.1.1 Galaktische kosmische Strahlung

Charakteristik der GCR:

- Der Ursprung liegt außerhalb unseres Sonnensystems.
- Die Intensität ist abhängig vom Sonnenzyklus.
- Alle natürlich vorkommenden Elemente von ^1H bis ^{238}U sind enthalten.

Die **galaktische kosmische Strahlung** besteht aus geladenen Teilchen, welche jenseits unseres Sonnensystems entstehen und deren Verteilung im gesamten interstellaren Raum über den nahezu gesamten Energiebereich als isotrop angenommen wird. Die Energie der GCR-Teilchen reicht von einigen zehn bis 10^{12} MeV und hat im Sonnensystem ein Maximum bei etwa 1 GeV. Das GCR-Spektrum besteht aus 98% Protonen und schweren geladenen Teilchen (Kategorie der Baryonen) und 2% Elektronen und Positronen (Kategorie der Leptonen). Die Baryonen-Komponente setzt sich aus 87% Protonen und 12% Heliumionen zusammen. Der restliche Anteil von 1% sind schwere Ionen von ^6Li bis ^{238}U . Abbildung 3.1 zeigt die relative Häufigkeitsverteilung der natürlich vorkommenden Elemente der GCR, verglichen mit deren Vorkommen in unserem Sonnensystem.

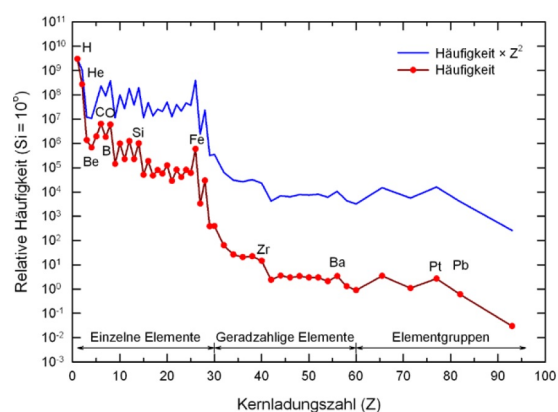


Abb. 3.1: Die relative Häufigkeitsverteilung der Elemente der galaktischen kosmischen Strahlung [1].

Hochenergetische schwere Ionen (HZE) spielen in der Weltraumdosimetrie eine besondere Rolle. HZE-Teilchen, insbesondere Eisenkerne, die im Vergleich zu anderen hochenergetischen Teilchen relativ häufig vorkommen, besitzen einen sehr hohen Linearen Energietransfer (LET; siehe Kapitel 7.2) und können deshalb zu vergleichsweise schwerwiegenden strahlenbiologischen Schäden führen. Niederenergetische Teilchen der GCR können zumeist die Hülle des Raumfahrzeuges nicht durchdringen und sind daher für die Dosimetrie der Besatzung im Inneren des Raumfahrzeuges nicht von Bedeutung.

Hochenergetische schwere Ionen (HZE) spielen in der Weltraumdosimetrie eine besondere Rolle. HZE-Teilchen, insbesondere Eisenkerne, die im Vergleich zu anderen hochenergetischen Teilchen relativ häufig vorkommen, besitzen einen sehr hohen Linearen Energietransfer (LET; siehe Kapitel 7.2) und können deshalb zu vergleichsweise schwerwiegenden strahlenbiologischen Schäden führen. Niederenergetische Teilchen der GCR können zumeist die Hülle des Raumfahrzeuges nicht durchdringen und sind daher für die Dosimetrie der Besatzung im Inneren des Raumfahrzeuges nicht von Bedeutung.

Die Teilchenflussdichte der GCR mit Energien unterhalb von 1 GeV wird durch den elfjährigen Zyklus der Sonnenaktivität beeinflusst. Der Teilchenfluss der GCR, der in das Sonnensystem eindringt, wechselwirkt mit dem Sonnenwind, der ebenso aus geladenen Teilchen besteht, wodurch die GCR teilweise elektromagnetisch abgeschirmt wird und der Teilchenfluss sich somit verringert. Die Abschirmung durch den Sonnenwind ist am stärksten beim Maximum der Sonnenaktivität. Umgekehrt weist die GCR eine maximale Flussdichte auf, wenn die Sonnenaktivität

ihr Minimum erreicht, da in diesem Fall die Abschirmung der GCR durch den Sonnenwind am geringsten ist (siehe auch Kapitel 3.1.2, Abbildung 3.3). Diese Abhängigkeit des Teilchenflusses der GCR vom Zyklus der Sonnenaktivität hat eine große strahlenschutztechnische Bedeutung für Langzeitraumflüge, wie einen Flug zum Mars oder Missionen außerhalb unseres Sonnensystems.

Da die GCR aus geladenen Teilchen besteht, wird sie neben der SCR auch durch das Erdmagnetfeld beeinflusst (vgl. Kapitel 3.1.2, Abbildung 3.2). Die geladenen Teilchen folgen den Feldlinien des geomagnetischen Feldes. Da die geomagnetischen Feldlinien in Äquatornähe parallel zur Erdoberfläche verlaufen, werden die meisten energetischen Teilchen durch diese natürliche geomagnetische Trennungslinie abgelenkt. Jedoch zeigt das geomagnetische Feld über dem Nord- und Südpol in Richtung der Erdoberfläche, wodurch die GCR-Teilchen in großer Höhe ebenso in Richtung Erdoberfläche strömen.

Ein Raumfahrzeug, welches sich im LEO bewegt, ist also im Bereich der Pole einer höheren Strahlungsbelastung ausgesetzt, als beim Überfliegen der Erde in Äquatornähe. So sind Orbitflüge mit geringer Inklination (z.B. der Orbit des Hubble Space Telescope mit einer Neigung von 28.5°) fast nur der höchstenergetischen GCR ausgesetzt [9].

3.1.2 Solare kosmische Strahlung

Charakteristik der SCR:

- Der Sonnenwind enthält hauptsächlich Elektronen, Protonen und Helumionen.
- Die Sonnenaktivität hat einen 11-Jahres-Zyklus.
- Unvorhersagbare SPEs¹, wie Sonneneruptionen oder koronale Massenauswürfe, bewirken einen Dosisanstieg um bis zu einem Faktor 1000.

Der **Sonnenwind** ist ein ständiger Fluss von elektromagnetischer Strahlung, Protonen, Elektronen und Ionen mit einer Geschwindigkeit von etwa 400 bis 800 km/s. Dieses Plasma besteht zu 96% aus Protonen, aber auch schwerere geladene Teilchen werden mittransportiert. Für die Bewertung der Strahlenbelastung der Besatzungsmitglieder wird hier den Protonen die bedeutendste Rolle aufgrund ihrer relativen Häufigkeit und der hohen Energie zugeschrieben. SCR tritt gelegentlich in sogenannten „Bursts“ auf und ist auf eruptive Ausbrüche großer Massen solaren Plasmas zurückzuführen. Dieser Anteil der ionisierenden Strahlung im Weltraum sind hochenergetische Teilchen, die von der Sonne entweder während Sonneneruptionen (Solar Flares) oder koronalen Massenauswürfen (Coronal Mass Ejections, CMEs)

¹SPE = Solar Particle Event

emittiert werden. Sie produzieren einen plötzlichen und dramatischen Anstieg im Teilchenfluss, was in der Folge zu einem Dosisanstieg um bis zu einem Faktor 1000 führt.

Die **Sonneneruptionen** (Solar Flares), sind von kurzer Dauer (einige Stunden) und sind charakterisiert durch einen relativ großen Elektronenfluss. Der eher geringe totale Teilchenfluss von 10^7 bis 10^9 cm^{-2} ist beschränkt auf eine Emissionsrichtung in einem Winkelbereich von 30° bis 45° der Sonne [9]. Der gerichtete Fluss aus hochenergetischen Ionen kann innerhalb weniger Stunden auf einen hohen Wert ansteigen (bis zu fünf Zehnerpotenzen über dem GCR-Fluss), anschließend bleibt er typischerweise für einen Tag auf hohem Niveau, um dann wieder innerhalb mehrerer Tage nachzulassen.

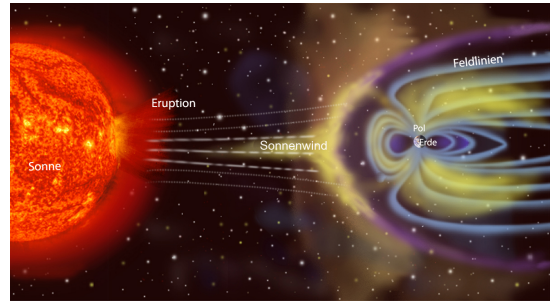


Abb. 3.2: Graphische Darstellung des Sonnenwinds und Solar Flares (Quelle: www.astroworld.com).

Die zweite Art der SPEs sind die **koronalen Massenauswürfe** (Coronal Mass Ejections, CMEs). Diese emittieren einen wesentlich höheren Protonenfluss für die Dauer von einigen Tagen. Während eines CME kann die totale Teilchenfluenz auf 10^9 cm^{-2} ansteigen. Die Ausbreitungsrichtung erstreckt sich über einen weitaus größeren Winkelbereich von 60° bis 180° [9].

Die **solaren Teilchenereignisse** (Solar Particle Events, SPEs) treten relativ selten auf und oft in Zusammenhang mit der maximalen Sonnenaktivität während des elfjährigen Sonnenzyklus. Sie sind gar nicht oder nur schwer mit einer kurzen Vorwarnzeit für die im Weltraum befindlichen Astronauten vorherzusagen. Die Zeitspannen zwischen den einzelnen SPEs sind sehr unterschiedlich, aber man kann von ungefähr 50 SPEs je Sonnenzyklus ausgehen.

Das GCR-Spektrum ist mittlerweile überwiegend bestimmt, aber während des Auftretens der seltenen SPEs ist genau dieses veränderte Spektrum maßgebend für die Dosisüberwachung der Besatzungsmitglieder, sofern keine ausreichend starke Abschirmung vorhanden ist. Das LET-Spektrum der GCR ist wegen seiner hohen Teilchenenergien und der Komplexität wesentlich weniger durch Abschirmung beeinflussbar als das LET-Spektrum der SCR. Die Abschirmung für schwere geladene Teilchen ist gegenüber Protonen weniger effektiv, was in der höheren Protonen-Reichweite begründet ist und im Zusammenhang mit dem geringen LET steht. Daher ist bei der Bestimmung der akkumulierten Dosis zu beachten, dass die gelegentlichen SPEs einen großen Beitrag zu der deponierten Energie im menschlichen Organismus und in mikroelektronischen Bauelementen liefern.

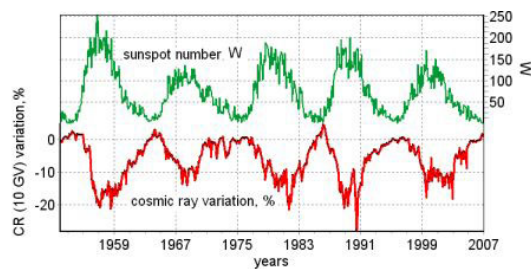


Abb. 3.3: Die Antikorrelation der Variationen von SCR und GCR (Quelle: NMB, [10]).

ne ähnliche Variation aufweist, wie der Sonnenaktivitätszyklus, der sich aus der Anzahl der Sonnenflecken ergibt [10]. Die GCR wird an diesen, mit dem Sonnenwind mittransportierten Störungen der interplanetaren Magnetfelder gestreut, wodurch es aufgrund der Bewegung der galaktischen kosmischen Teilchen zu einer Modulation der GCR kommt. Somit ist der Fluss der GCR tief, wenn die Zahl der Sonnenflecken hoch ist, und umgekehrt (siehe Abbildung 3.3). Durch die Anomalien des interplanetaren Magnetfeldes wird nicht nur der Teilchenfluss der GCR reduziert, sondern auch das Energiespektrum der GCR verändert, weil niederenergetische Teilchen stärker beeinflusst werden. Zudem kommt es zur Modifikation der Ausbreitungsrichtung der GCR, die eine Anisotropie zur Folge hat.

Zur Erklärung der **Anti-Korrelation der GCR mit der Sonnenaktivität** wird die Bewegung der galaktischen kosmischen Teilchen in den Unregelmäßigkeiten des interplanetaren Magnetfeldes betrachtet. Aus Langzeitüberwachungen mit einem weltweiten Netzwerk von Neutronenmonitoren geht hervor, dass der Fluss der galaktischen kosmischen Strahlung eine

3.1.3 Van-Allen-Strahlungsgürtel

Charakteristik der ERBs:

- Entstehung der Strahlungsgürtel durch geomagnetisch eingefangene Protonen mit Energien ≥ 10 MeV und Elektronen mit Energien ≥ 0.5 MeV.
- Die Tori dieser hochenergetischen geladenen Teilchen werden durch das Erdmagnetfeld in ihrer Position gehalten.
- Die Südatlantische Anomalie (South Atlantic Anomaly, SAA) ist ein Bereich erhöhter Strahlenbelastung.

Das Magnetfeld der Erde wird durch einen dynamischen Mechanismus im Erdinneren verursacht, wo Konvektionsströme, Coriolis- und Gravitationskräfte leitfähige flüssige Metalle in Bewegung halten. Diese bewegten Ladungen stellen einen Strom dar und sind immer mit dem Auftreten von Magnetfeldern verbunden. Der Ursprung des Feldes ist gegenüber dem geographischen Mittelpunkt um circa 450 km verschoben. Die geographische Deklination ergibt sich aus der Neigung der Achse des Dipolfeldes um etwa 11.3° gegen die Rotationsachse der Erde. Der Inklinationswinkel beschreibt die Neigung der Feldlinien des Erdmagnetfeldes gegenüber der Horizontalen der Erdoberfläche, die in Äquatornähe parallel zur Erdoberfläche verlaufen und dort somit einen Inklinationswinkel von 0° haben.

Die **Van-Allen-Strahlungsgürtel** entstehen durch Wechselwirkung geladener Teilchen der kosmischen Strahlung mit dem Magnetfeld der Erde, die in einer raschen Bewegungen im Magnetfeld der Erde gefangen sind (Abbildung 3.4). Sie rotieren gemäß der Lorentzkraft um dessen Feldlinien und werden zu den magnetischen Polen hingelenkt [11]. Dadurch ergibt sich eine spiralenförmige Bewegungsbahn, die sogenannten Zyklotronbewegungen der geladenen Teilchen. Gegen die Pole hin nimmt die Feldstärke zu und nach dem Prinzip der magnetischen Flasche spüren die Teilchen eine rücktreibende Kraft, sodass sie zwischen Süd- und Nordpol des Magnetfeldes hin- und herreflektiert werden, wodurch sie in einem Strahlungsgürtel für einen längeren Zeitraum (1 bis 2 Jahre) verweilen können. Die Dichteverteilung der eingefangenen Ladungsträger (Protonen und Elektronen) weist zwei Bereiche mit besonders hoher Ladungsträgerdichte auf, die als innerer und äußerer Strahlungsgürtel bezeichnet werden.

Der innere Strahlungsgürtel erstreckt sich bis etwa 2.4 Erdradien ($\approx 15,290$ km) und besteht aus Elektronen mit Energien von weniger als 5 MeV und Protonen. Die äußere Zone erstreckt sich von circa 2.8 bis 12 Erdradien ($\approx 17,839$ bis $\approx 76,452$ km) und enthält überwiegend Elektronen mit Energien bis zu 7 MeV. Der mittlere Elektronenfluss im Energiebereich unter 10 MeV ist von geringerer Energie und wird daher weitgehend von der Hülle des Raumfahrzeuges abgeschirmt.

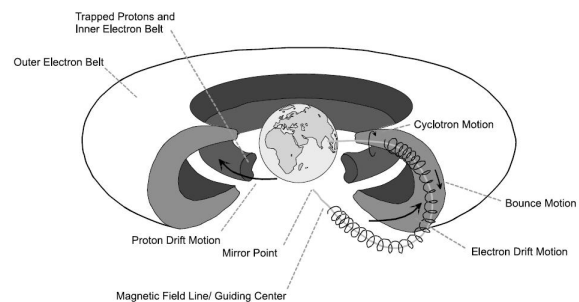


Abb. 3.4: Die Van Allen-Strahlungsgürtel und die Zyklotronbewegungen der Ladungsträger [9].

Eingefangene Protonen haben in bestimmten Bereichen im LEO eine besondere Relevanz für die Dosimetrie und den Strahlenschutz. Die Energien dieser Protonen erstrecken sich von einigen bis mehreren hundert MeV, mit einem breiten Peak zwischen 150 und 250 MeV. Der größte Teil dieses Protonengürtels liegt oberhalb der Umlaufbahn der ISS. Jedoch gibt es wegen der geringen Verschiebung der Achse des Erdmagnetfeldes von ihrer Drehachse einen Bereich vor der Küste Brasiliens bei etwa 40° West und 30° Süd, der als **Südatlantische Anomalie (SAA)** bezeichnet wird, wo das Erdmagnetfeld ungewöhnlich nahe bis an die Erdoberfläche heranreicht. In der SAA schneidet der Protonengürtel den Orbit von tief-fliegenden Raumfahrzeugen und Satelliten, wie die Flugbahnen von Shuttles oder der ISS. Überfliegt die ISS nun das Gebiet der SAA, so sind sie und ihre Besatzung der Exposition der maximalen gefangenen Protonen ausgesetzt. Für die Inklination von 51.56° für die mittlere Flughöhe der ISS von 400 km ergibt sich ungefähr die Hälfte der absorbierten Dosis durch die ionisierende Strahlungswirkung der eingefangenen Protonen.

3.2 Die Strahlenexposition im LEO

Für die Strahlenexposition im LEO kann man eine grobe Abschätzung der Strahlungsbelastung mittels Monte Carlo-Simulationen vornehmen. In Tabelle 3.1 ist eine Abschätzung der Äquivalentdosisleistung und deren Größenordnung in Abhängigkeit des Abstandes von der Erdoberfläche, bezogen auf den Standort Wien mit einer Seehöhe von 250 m, angegeben.

Höhe [km]	Standort	Dosisleistung [$\mu\text{Sv/h}$]	Größenordnung
400	ISS	20 (EVA $\geq$ 40)	$\times$ 200
10	Flugzeugrouten	4	$\times$ 40
3	Dachstein	0.2	$\times$ 2
0.25	Wien	0.1	$\times$ 1

Tab. 3.1: Abschätzung der effektiven Dosisleistung in verschiedenen Seehöhen.

Der Wert der Dosis ist nicht nur von der Flughöhe, sondern auch von der Position hinsichtlich der geografischen Breite abhängig. Auch wenn die LEO-Bahnen die energieärmsten Umlaufbahnen sind, müssen trotzdem folgende Faktoren, besonders beim Durchgang durch die SAA, berücksichtigt werden:

1. Höhe und Inklination des Orbits.
2. Dauer und Zeitpunkt der Mission bezüglich der Sonnenaktivität.
3. Abschirmungsmaterialien und Hüllenstruktur der Raumfahrzeuge und die Verteilung der Massen innerhalb der Raumstation.

Zur Darstellung der erhöhten Dosisleistung beim Überfliegen der SAA ist in Abbildung 3.5 die gemessene absorbierte Dosisleistung mittels des aktiven Detektorsystems DOSTEL an Bord der ISS gezeigt. Als Ergänzung zeigt die Abbildung 3.6 eine grafische Darstellung der absorbierten Dosisleistung entlang der Flugbahn der ISS. Im Bereich der SAA kommt es zu einem deutlichen Dosisanstieg.

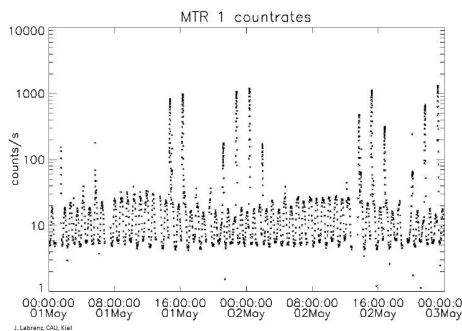


Abb. 3.5: Absorbierte Dosisleistung, gemessen mit DOSTEL [12].

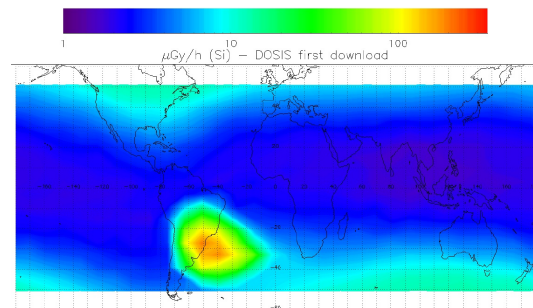


Abb. 3.6: Darstellung der absorbierten Dosis beim Durchfliegen der SAA [13].

4 Wechselwirkungsprozesse mit der Struktur der ISS

In der Weltraumdosimetrie ist nicht nur das primäre Strahlungsfeld der kosmischen Strahlung ausschlaggebend, sondern vor allem das sekundäre Strahlungsfeld im Inneren einer Raumstation oder eines Raumfahrzeuges. Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit der Hülle und dem Equipment der Raumstation führen zu einem im Vergleich zum primären kosmischen Strahlungsfeld veränderten und komplexeren Strahlungsfeld, wodurch die Beurteilung des Strahlenrisikos für die Besatzung erschwert wird. Daher ist die Wahl der Abschirmung und der Materialien des Equipments bzw. dessen Verteilung in der Raumstation für die Dosimetrie von großer Bedeutung, wie im Folgenden diskutiert wird.

4.1 Das Strahlungsumfeld innerhalb und außerhalb der ISS

Die Herausforderung an die Dosimetrie im Weltraum besteht in der Messung einer komplexen Strahlungsumgebung, welche im Gegensatz zum primären kosmischen Strahlungsfeld stark modifiziert ist. Diese komplexe Strahlungsumgebung, der Astronauten im Weltraum ausgesetzt sind, besteht also aus zwei Komponenten, dem primären und dem sekundären Strahlungsfeld (Abbildung 4.1). Um dieser Anforderung gerecht zu werden, finden mehrere Detektorsysteme mit unterschiedlichem Ansprechvermögen für dünn-ionisierende und dicht-ionisierende Strahlung in der Weltraumdosimetrie ihre Anwendung.

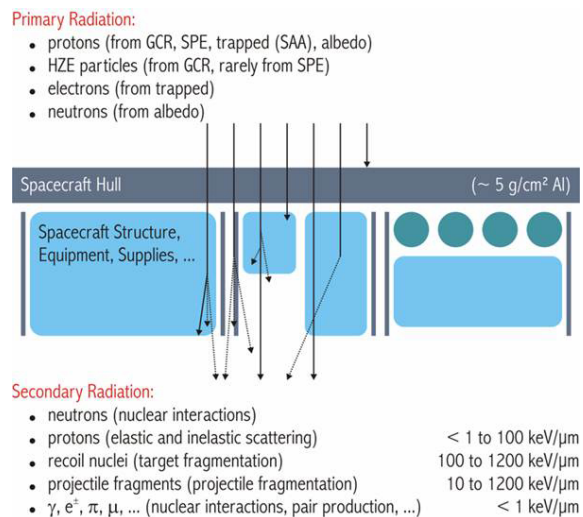


Abb. 4.1: Wechselwirkungsprozesse der GCR mit der Struktur der Raumstation [1].

Die kosmische Strahlung bildet das **primäre Strahlungsfeld**, welches sich zusammensetzt aus

- Protonen aus der GCR, SPE, Albedo-Protonen der GCR und die in den Van-Allen-Strahlungsgürteln gefangenen energiereichen Protonen,
- schwere geladene Teilchen aus der GCR, aber auch von SPE,
- energiereiche Elektronen in den Strahlungsgürteln und
- Albedo-Neutronen.

Das **sekundäre Strahlungsfeld** entsteht durch Kernreaktionen mit der Hülle der Raumstation, die zu Target- oder Projektilfragmentierung führen, wodurch das modifizierte Strahlungsumfeld innerhalb der ISS entsteht. Die Komponenten des Sekundärfeldes sind

- Neutronen aus Kernreaktionen,
- Protonen aus elastischer und inelastischer Streuung (< 1 bis $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$),
- Rückstoßkerne aus Targetfragmentierungen (100 bis $1200 \text{ keV}/\mu\text{m}$),
- Projektilfragmente (10 bis $1200 \text{ keV}/\mu\text{m}$) und
- γ , $e^\pm$, π , μ , ... aus Kernreaktionen, Paarbildung und anderen Wechselwirkungen ($< 1 \text{ keV}/\mu\text{m}$).

Aufgrund dieser großen Vielfalt der Teilchen müssen dementsprechend auch unterschiedliche Materialien gewählt werden, um die bestmögliche Abschirmung zu erhalten.

Durch den weiten Energiebereich von GCR bzw. SCR und die große Anzahl an verschiedener Materialien in der Struktur von Raumfahrzeugen, benötigt man eine fundierte Beschreibung der grundlegenden physikalischen Prozesse und gleichermaßen verlässliche, effiziente Simulationsmodelle, um auch bei Langzeitflügen eine Berechnung des Strahlenrisikos für die Besatzung innerhalb eines Raumfahrzeuges im Voraus erstellen zu können.

Das Verständnis der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit biologischem Gewebe, Zellen oder Biomolekülen erfordert die Kenntnis der Energie- und Massenverteilung von Neutronen, primären und sekundären geladenen Teilchen, welche in atomaren und nuklearen Stoßprozessen beim Transport durch Materie produziert werden. Diese Vorgänge werden mit stochastischen Modellen der Teilchenbahnstruktur beschrieben. Diese stellen die räumliche Verteilung der Ionen und sekundären Elektronen (δ -Elektronen), die infolge Anregung und Ionisation beim Durchgang durch Materie entlang dieser Teilchenbahn erzeugt werden, dar. Daher ist die Weiterentwicklung von Methoden zur Analyse der Abschirmung und zum gleichzeitigen Vergleich mit dosimetrischen Messungen erforderlich, um strahlenphysikalische Effekte auf Mensch und Materie optimal evaluieren zu können [14].

Beim Strahlungstransport durch Materie sind mehrere physikalische Prozesse beteiligt. Die Prozesse des Energieverlustes und der Energiedeposition dominieren bei dünnen Schichten, während die Fragmentierung schwerer geladener Teilchen bei einer mittleren Dicke der Abschirmung überwiegt. Die Produktion von Teilchen, einschließlich Neutronen, Mesonen und elektromagnetischer Kaskadenzerfälle, sind bei Prozessen mit größerer Eindringtiefe zu berücksichtigen [14]. Aufgrund der unterschiedlichen Abschirmungsmaterialien werden die Wechselwirkungen der jeweiligen Teilchenarten wie folgt unterschieden, wobei vorerst nur eine grobe Unterteilung angeführt ist und die Wechselwirkungen im Detail anschließend behandelt werden [1]:

1. **Photonen (Beer-Lambertsches Gesetz):**

$$\varphi(x) = \varphi_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (4.1)$$

Photonen benötigen Absorber mit einer hohen Kernladungszahl (z.B. Blei).

Das exponentielle Schwächungsgesetz (Gleichung (4.1)) beschreibt die Abschwächung der Photonenflussdichte φ_0 einer Strahlung beim Durchgang durch ein Medium mit absorbierender Substanz, in Abhängigkeit der Konzentration dieser absorbierenden Substanz mit dem Schwächungskoeffizienten μ und der Schichtdicke x (siehe Kapitel 4.2.1) [15]. Es ist ein Spezialfall der Strahlungstransportgleichung.

2. **Neutronen (elastische und inelastische Streuung):**

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{4M/m_n}{(1 + M/m_n)^2} \quad (4.2)$$

Abschirmung von Neutronen i.A. mit Absorbern niedriger Ordnungszahl (z.B. Wasserstoff).

Gleichung (4.2) beschreibt den maximalen Energieverlust $\langle \Delta E \rangle = E_0 - E_n$ des Neutrons bei einem zentralen elastischen Stoß, wobei E_n die Restenergie des Neutrons der ursprünglichen Bewegungsenergie E_0 ist (siehe Kapitel 4.2.2) [15].

Aufgrund der Art der Wechselwirkung von Neutronenstrahlung mit Materie, muss die Abschirmung von Neutronen drei Aufgaben erfüllen:

- Abbremsung schneller Neutronen, wofür wasserstoffhaltige Materialien geeignet sind,
- Vernichtung langsamer Neutronen durch Kernreaktionen, insbesondere durch den Neutroneneinfang, wofür z.B. Cadmium oder Bor in Frage kommen,
- Abschirmung der bei den Kernreaktionen entstehenden γ -Strahlung, wobei dies mit Materialien hoher Ordnungszahl wie Blei oder Eisen möglich ist.

Neutronenabschirmungen bestehen deshalb zumeist aus einer mehrschichtigen Abschirmung, wie etwa aus Kunststoffen (Polyäthylen) und Eisen, die in der „Sandwich-Bauweise“ abwechselnd angeordnet werden können.

3. **Schwere geladene Teilchen (Bethe-Bloch-Formel):**

$$-\frac{dE}{dx} \propto \rho_e \cdot \frac{Z}{A} \quad (4.3)$$

Abschirmung schwerer geladener Teilchen durch Absorber mit niedriger Ordnungszahl (z.B. Wasserstoff).

Die Bethe-Bloch-Formel gibt den Energieverlust pro Weglänge schwerer geladener Teilchen für die Bewegung durch Materie an (siehe Kapitel 4.2.3). Das

Teilchen erleidet dadurch einen Energieverlust, bei dem die Projektile kontinuierlich kinetische Energie verlieren. Somit ist der spezifische Energieverlust durch Anregung oder Ionisation der Elektronenhüllen abhängig von der Elektronendichte ρ_e bzw. Massendichte des Absorbers, der Geschwindigkeit v des schweren geladenen Teilchens und dem Verhältnis von Kernladung zu Massenzahl Z/A des Absorbers (Gleichung (4.3)) [1].

4.2 Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie

Ionisierende Strahlung enthält entweder direkt oder indirekt ionisierende Teilchen. Direkt ionisierende Teilchen sind geladene Teilchen, wie etwa Elektronen, α -Teilchen oder Protonen, während ungeladene Teilchen wie Photonen oder Neutronen keine Ladung tragen und als indirekt ionisierend gelten, da sie erst über einen weiteren Wechselwirkungsprozess zur Ionisierung beitragen. Somit unterscheidet man zwischen

1. **direkt ionisierender Strahlung**, wobei schnelle geladene Teilchen ihre Energie direkt an das Absorbermaterial durch vielfache Coulomb-Wechselwirkungen entlang der Teilchenbahn abgegeben und
2. **indirekt ionisierende Strahlung**, bei der nichtgeladene Teilchen (Photonen, Neutronen) ihre Energie durch Wechselwirkungen mit geladenen Teilchen an jene abgeben, die dann wiederum ihre Energie direkt durch Stoßprozesse in der umgebenden Materie deponieren können.

Die Ionisationsenergie für Atome und Moleküle von Weichteilgewebe, d.h. jene Energie, die notwendig ist, um ein Elektron vom Atom oder Molekül zu trennen, beträgt etwa 12.4 eV (Vgl. Ionisationsenergie in Wasser liegt bei etwa 12 eV [17]).

Die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse sind abhängig von charakteristischen Größen, wie zum Beispiel der Wirkungsquerschnitte der beteiligten Strahlungsarten. Daher unterscheidet man zwischen

1. **Wechselwirkungsprozessen von Photonen**,
2. **Wechselwirkungsprozessen von Neutronen** und
3. **Wechselwirkungsprozessen von geladenen Teilchen** (Elektronen, Positronen, Mesonen und Ionen).

Die Wechselwirkungsprozesse, bei denen es durch ionisierende Strahlung zur Emission oder Absorption von Teilchen kommt, sind charakterisiert durch ihre Wechselwirkungskoeffizienten. Diese beziehen sich jeweils auf einen speziellen Prozess, Art und Energie des Strahlungsfeldes und das Targetmaterial. Der grundlegendste Wechselwirkungskoeffizient ist der **Wirkungsquerschnitt** σ . Dieser dient zur

Beschreibung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und wird in der Einheit Barn angegeben (siehe Gleichung 4.4).

$$\sigma = 1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (4.4)$$

Alle anderen Größen können in Bezug auf den Wirkungsquerschnitt σ oder den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ ausgedrückt werden. Es wird hier nicht weiter auf die einzelnen Größen eingegangen (dazu siehe ICRU-85, [24]), sondern nur der Zusammenhang zwischen den Wechselwirkungskoeffizienten und den daraus abgeleiteten Größen dargestellt (siehe Tabelle 4.1).

Wechselwirkungskoeffizienten und verwandte Größen		
Wirkungsquerschnitt (N Anzahl der Wechselwirkungen, Φ Teilchenfluss)	$\sigma = N/\Phi$	$[\text{m}^2]$
Totaler Wirkungsquerschnitt (N_J Anzahl der Wechselwirkungen, J Art der Wechselwirkung, Φ Teilchenfluss)	$\sigma_{\text{tot}} = \sum_J \sigma_J = \frac{1}{\Phi} \sum_J N_J$	$[\text{m}^2]$
Massenschwächungskoeffizient (für ungeladene Teilchen; Maß für die Schwächung der einfallenden Strahlung)	$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho dl} \frac{dN}{N}$	$[\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}]$
Massenschwächungskoeffizient (in Zusammenhang σ_{tot})	$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{M} \sigma_{\text{tot}} = \frac{N_A}{M} \sum_J \sigma_J$	$[\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}]$
Massen-Energietransfer-Koeffizient (Maß für die Energieübertragung von Strahlung auf Materie)	$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho dl} \frac{dR_{tr}}{R}$	$[\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}]$
Massen-Energieabsorptions-Koeffizient (Maß für die Energieabsorption von Strahlung durch Materie; g Bremsstrahlungsverlust)	$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g)$	$[\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}]$
Massenbremsvermögen (für geladene Teilchen; dE mittlerer Energieverlust der Teilchen) ($\frac{dE}{dl}_{\text{el}}$ Stoßprozesse mit den Hüllenelektronen des Targets, $\frac{dE}{dl}_{\text{rad}}$ inelastische Stoßprozess/Bremsstrahlung, $\frac{dE}{dl}_{\text{nuc}}$ Coulombwechselwirkung)	$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl}$	$[\text{J m}^2 \text{ kg}^{-1}]$
Massenbremsvermögen (für ein Atom in Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ , ϵ Energieverlust)	$\frac{1}{\rho} S = \frac{N_A}{M} Z \int \epsilon \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\epsilon$	$[\text{J m}^2 \text{ kg}^{-1}]$
Linearer Energietransfer LET LET im Zusammenhang mit dem elektronischen Bremsvermögen S_{el}	$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{ds} \right)_{\Delta}$ $L_{\Delta} = S_{\text{el}} - \frac{dE_{\text{ke},\Delta}}{dl}$	$[\text{keV } \mu\text{m}^{-1}]$

Tab. 4.1: Wechselwirkungskoeffizienten und verwandte Größen ([24]).

Das Verhalten der kosmischen Strahlung bei Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre, mit interstellarer Materie oder mit der Hüllenstruktur von Raumfahrzeugen kann vollständig beschrieben werden, wenn man die elementaren Wechselwirkungsprozesse von Teilchen bzw. Strahlung mit Materie verstanden hat [16]. Wenn das primäre

Strahlungsfeld auf Materie trifft, überwiegen die starken Wechselwirkungen, aber auch Fragmentierungsprozesse und sekundäre Teilchen können in weiterer Folge vielfache elektromagnetische Prozesse auslösen. All diese Vorgänge können auf die vier fundamentalen Wechselwirkungen der Elementarteilchen zurückgeführt werden, die durch ihre Stärke, den Wirkungsquerschnitt, die Kopplungskonstante, ihre Wechselwirkungszeit oder ihre Reichweite charakterisiert sind.

4.2.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Photonen sind Teilchen ohne Ruhemasse, die sich im Vakuum mit Lichtgeschwindigkeit c ausbreiten. Die Energie der Photonenstrahlung berechnet sich gemäß

$$E = h \cdot \nu \Rightarrow c = \lambda \cdot \nu. \quad (4.5)$$

Die Photonenstrahlung wird nach Art der Entstehung unterteilt in charakteristische Röntgenstrahlung, γ - und Bremsstrahlung. Charakteristische Röntgenstrahlung entsteht bei einem Energieübergang in der Atomhülle, bei dem ein Photon beim Übergang eines angeregten Atomkerns in einen Zustand niedrigerer Energie emittiert wird. Die Anregung durch Energieübertragung des Atomkerns führt zur anschließenden Emission von γ -Quanten oder Teilchen. Bremsstrahlung entsteht bei der Ablenkung eines bewegten, geladenen Teilchens im elektrischen Feld. Photonen tragen keine Ladung und sind daher indirekt ionisierende Teilchen. Das bedeutet, dass sie ihre Energie über die von ihnen ausgelösten geladenen Sekundärteilchen an Materie abgeben (siehe Tabelle 4.2). Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie findet über fünf elementare Wechselwirkungsprozesse statt, die energie- und materialabhängig (Photonenenergie, Ordnungszahl bzw. Massenzahl) und somit durch ihre Wechselwirkungskoeffizienten und der makroskopischen Schwächungskoeffizienten charakterisiert sind [15].

Wechselwirkung	Sekundärteilchen
Photoeffekt	e^- , Röntgen- und UV-Strahlung, Auger-Elektronen
Comptoneffekt	γ , e^-
Paarbildung	e^- , e^+
Rayleighstreuung	γ
Kernphotoeffekt	n, p, Spaltung, γ

Tab. 4.2: Photonen-Wechselwirkungsprozesse mit Materie und deren Sekundärteilchen [15].

Der **Photoeffekt** ist die Wechselwirkung eines Photons mit einem Hüllenelektron, das aus dem Atomverband herausgelöst wird, wenn die Energie des Photons ausreichend groß ist [18]. Da Impuls- und Energieerhaltung gelten, findet der Photoeffekt nur an gebundenen Elektronen statt. Bei genügend großer Energie des einfallenden Photons ist meist ein Elektron aus der K-Schale beteiligt und das emittierte Elektron besitzt die kinetische Energie

$$E_{\text{kin}} = h\nu - E_{\text{B}}, \quad (4.6)$$

wobei E_B die Bindungsenergie des Elektrons ist. Die entstandene Lücke in der Atomhülle wird durch ein äußeres Elektron wieder aufgefüllt. Die dabei freiwerdende Energie wird in Form eines Photons emittiert oder auf ein anderes Hüllenelektron übertragen, das wiederum den Atomverband verlassen kann (Augerelektron). Dieser sogenannte Augereffekt tritt als Konkurrenzprozess zum Photoeffekt auf und erzeugt eine für das aus der K-Schale emittierte Elektron charakteristische Strahlung. Der Wirkungsquerschnitt für photoelektrische Prozesse ändert sich gleichermaßen signifikant, wie die Energie der einfallenden Photonen an der Absorptionskante. In weiter Entfernung der Absorptionskante kann man den Wirkungsquerschnitt σ näherungsweise beschreiben mit

$$\sigma \propto Z^5 / (\hbar\nu)^{3.5}. \quad (4.7)$$

Dieser Prozess dominiert hauptsächlich im Bereich schwerer Elemente im niederenergetischen Bereich von $E = 0.01$ MeV bis 1 MeV.

Bei Energien über 1 MeV wird jedoch der **Comptoneffekt** dominant. Er beschreibt die Wechselwirkung eines Photons mit einem quasi-freien bzw. lose gebundenen Elektron, das heißt, die Photonenenergie E_γ ist viel größer als die Bindungsenergie E_B . Ein Teil der Photonenenergie E_γ wird auf ein Elektron übertragen, während die Restenergie E'_γ vom gestreuten Photon weitergeführt wird. Dabei ergibt sich die kinetische Energie des Elektrons $E_{\text{kin,e}^-}$ als die Differenz $\Delta E = E_{\text{kin,e}^-}$ aus der Energie des Photons vor dem Stoß E_γ abzüglich der Energie des Photons nach dem Stoß E'_γ

$$E_{\text{kin,e}^-} = \Delta E = E_\gamma - E'_\gamma = h\nu - h\nu'. \quad (4.8)$$

Nach dem Stoß bewegt sich das Elektron in Richtung θ , mit der kinetischen Energie E und dem Impuls p . Das Photon wird in einem Winkel φ gestreut und hat eine niedrigere Energie $h\nu'$ und den Impuls $\frac{h\nu'}{c}$. Die Restenergie E'_γ und der Streuwinkel θ beschreiben die Wechselwirkung und können aus Energie- und Impulssatz berechnet werden. Die Energieübertragung steigt mit größer werdendem Streuwinkel θ des Photons, was zur Folge hat, dass die Wellenlänge des Photons zu einem geringeren Wert hin verschoben wird [17]. Diese Wellenlängenverschiebung ist somit eine Funktion des Streuwinkels θ und ist gegeben durch

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (4.9)$$

Daraus folgt die Compton-Wellenlänge λ_c mit

$$\frac{h}{m_e c} = \lambda_c = 2.4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}. \quad (4.10)$$

Der atomare Wirkungsquerschnitt wird im relativistischen Fall durch die Klein-Nishina-Gleichung (Gleichung (4.11)) ausgedrückt [16]:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\}, \quad (4.11)$$

mit dem klassischen Elektronenradius $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8 \cdot 10^{-13}$ cm und der reduzierten Photonenenergie $\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$. Für hohe Energien ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_c \propto Z/\varepsilon$ proportional zur Elektronenzahl Z .

Der **Paarbildungseffekt** ist neben dem Photoeffekt ein zusätzlicher Absorptionsprozess, der bei einer Energie der Photonen oberhalb der doppelten Ruheenergie der Elektronen ($E_\gamma > 2m_e c^2 = 1,022$ MeV) stattfinden kann. Dabei wird ein Photon im Coulomb-Feld des Kerns vernichtet und in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt. Energie und Impuls können dabei nur dann gleichzeitig erhalten bleiben, wenn der Kern einen Rückstoß aufnimmt. Die Entstehung des Paares erfolgt jedoch nicht im Kern, sondern außerhalb, etwa in der Entfernung einer Compton-Wellenlänge λ_c vom Kernrand, so dass die Übertragung des Rückstoßimpulses an den Kern über das Coulombfeld erfolgt [18]. Die über diesen Betrag der Mindestenergie hinausgehende Energie erscheint als kinetische Energie des Elektrons bzw. Positrons. Bei der Paarbildung im Coulomb-Kraftfeld gibt das einfallende Photon seine gesamte Energie $h\nu$ an ein Elektron-Positron-Paar, mit den jeweiligen kinetischen Energien E^- und E^+ , ab [17]. Die Energie-Erhaltung, ohne dabei die verschwindend kleine Energieübertragung auf den Kern zu berücksichtigen, ergibt sich somit zu

$$h\nu = 2m_e c^2 + E^- + E^+. \quad (4.12)$$

Hierbei müssen die kinetischen Energien des Elektrons und Positrons nicht zwangsläufig im gleichen Maße aufgeteilt sein, aber ihre durchschnittliche kinetische Energie ist gegeben durch:

$$\bar{E} = \frac{h\nu - 1,022}{2} \text{ MeV}. \quad (4.13)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist abhängig von der Photonenenergie E_γ und der Ordnungszahl Z . Mit wachsendem E_γ strebt dieser einem Grenzwert zu, d.h. der Wirkungsquerschnitt ist bei extrem hohen Energien praktisch konstant. Dieser Effekt ist bedingt durch die Abschirmwirkung der Hüllenelektronen auf das Coulomb-Potential des Kerns. Unterhalb einiger 10 MeV spielt die Elektronenabschirmung auch für schwere Elemente jedoch noch keine Rolle, daher kann man den Wirkungsquerschnitt nach folgender Gleichung anschreiben

$$\sigma_{PP} = \frac{1}{137} r_e^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln(2\varepsilon) - \frac{218}{27} \right) \quad \text{also} \quad \sigma_{PP} \propto Z^2 \ln E_\gamma, \quad (4.14)$$

mit dem klassischen Elektronradius r_e und der reduzierten Photonenenergie $\varepsilon = h\nu/m_e c^2$. Bei hohen Energien dominiert die Absorption von Photonen infolge Paarbildung gegenüber allen anderen Prozessen.

Die **Rayleigh-Streuung** oder **klassische Streuung** bezeichnet die kohärente Streuung eines Photons an der gesamten Elektronenhülle, wobei sich nur die Richtung des Photons ändert, nicht aber seine Energie [18]. Beim Stoß von Photonen mit fest gebundenen Hüllenelektronen kann das gesamte Atom den Rückstoß aufnehmen, wobei in diesem Fall das wechselwirkende Elektron in seiner Schale verbleibt. Es wird durch das einfallende Photon mit den anderen Elektronen der Hülle kurzfristig zu erzwungenen kollektiven Schwingungen angeregt, wodurch die Frequenzen des einfallenden Photons und der Elektronenschwingungen gleich sind. Die schwingenden Elektronen strahlen so die vom Photon absorbierte Energie wieder vollständig ab. Einfallendes und abgestrahltes Photon haben dieselbe Energie und es erleidet daher keinen Energieverlust. Das Photon wird in der Regel nur durch einen kleinen Winkel abgelenkt, daher tritt der Effekt nur in einer engen Strahlengeometrie des Photonenstrahls auf. Die Rayleigh-Streuung liefert keinen Beitrag zur Dosis (siehe Kapitel 5), weil weder eine Energieübertragung auf geladene Teilchen, noch eine Ionisation oder Anregung stattfindet.

Der Wirkungsquerschnitt für Rayleigh-Streuung ist proportional zur vierten Potenz der Frequenz, $\sigma \propto \lambda^{-4}$, daraus folgt für die Rayleigh-Streuung [17]

$$\sigma_R \propto \frac{Z^2}{(h\nu)^2}. \quad (4.15)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann mit dem atomaren Formfaktor $F(q, Z)$ für den Impulsübertrag q bei der Streuung an Atomen mit der Ordnungszahl Z in Beziehung gesetzt werden, der die Abhängigkeit der Streuung vom Impulsübertrag angibt [18]:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) |F(q, Z)|^2. \quad (4.16)$$

Der **Kernphotoeffekt** bildet ein Analogon zum Photoeffekt [17]. Bei diesem Vorgang wird nach Eindringen des Photons in den Kern die Photonenenergie an die Nukleonen abgegeben, wodurch es zu einer Emission eines Protons oder Neutrons kommt. Für das Herauslösen eines Nukleons aus dem Kern ist eine bestimmte Photonenenergie notwendig. Diese Schwellenenergie liegt bei den meisten Kernen im Bereich von 10 MeV, so dass die Wechselwirkung mit dem Atomkern nur im hochenergetischen Bereich eine Rolle spielt. (γ, p) -Ereignisse tragen zwar direkt zur Kerma bei, aber in Relation gesehen weniger als 5% des Beitrages durch Paarbildung und können somit in der Dosimetrie nahezu vernachlässigt werden. Die (γ, n) -Reaktionen haben die größere praktische Bedeutung, weil die hierbei erzeugten Neutronen im Strahlenschutz zu Problemen führen können. Die Anwesenheit von (γ, n) -Neutronen müssen im Abschirmungskonzept berücksichtigt werden, zumal die Neutronen durch die meisten Materialien viel leichter als Photonen entweichen können. Zudem sind im Strahlenschutz die im Einzelfall auftretenden Aktivierungen von Strukturmaterialien oder der Raumluft zu beachten [15].

Der zugehörige Wechselwirkungskoeffizient wird als Kernphotoabsorptionskoeffizient σ_{kp} bezeichnet. Der Kernphotoeffekt tritt meist in Form von Riesenresonanzen auf, das heißt es handelt sich in diesem Fall um eine Schwingungs-Anregung des Atomkerns, wodurch der Verlauf des Wirkungsquerschnittes die Form einer

Resonanzkurve hat. Der Wirkungsquerschnitt hat bei den meisten leichten Nukliden sein Maximum bei 20 bis 25 MeV, bei schweren um 10 bis 15 MeV, und fällt bei höheren Photonenenergien schnell auf sehr kleine Werte ab.

Schwere Kerne können auch durch Photonen gespalten werden, wobei man hierbei von **Photospaltung** spricht. Reicht die Photonenenergie für eine Teilchenemission nicht aus, so geht der Atomkern unter Emission eines γ -Quants wieder in den Grundzustand über und man spricht von der **Kern-Fluoreszenz**.

Das **Absorptionsgesetz** beschreibt die quantitative Erfassung der Schwächung der Strahlung. Dazu betrachtet man die Anzahl der Wechselwirkungen dN pro Wegstück dx , die proportional der Anzahl der ursprünglich vorhandenen Photonen ist,

$$dN(x) = -\mu \cdot N \cdot dx. \quad (4.17)$$

Der Proportionalitätsfaktor μ ist der lineare Schwächungskoeffizient in m^{-1} , wird aber meist als Massenschwächungskoeffizient μ/ρ in SI-Einheiten von m^2/kg angegeben. Daraus ergibt sich das Absorptionsgesetz zu

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \Leftrightarrow I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad (4.18)$$

mit der Anzahl der Photonen N und der Intensität I der Photonenstrahlung.

Die Definition des **Massenschwächungskoeffizienten** μ/ρ für die betrachteten Wechselwirkungen i ergibt sich aus dem Zusammenhang mit dem atomaren Wirkungsquerschnitt σ_i der Wechselwirkungen nach Gleichung (4.19) [15]

$$\frac{\mu}{\rho} = n_a \cdot \sum \sigma_i = \frac{N_A}{M} \cdot \sum \sigma_i \quad \text{mit} \quad n_a = \frac{N_A}{M}, \quad (4.19)$$

wobei n_a der Atomzahldichte entspricht, die durch die Zahl der Atome pro Mol (Avogadro-Konstante N_A) und den molaren Atommassen M der Targetelemente ausgedrückt werden kann. Durch diese Proportionalität zwischen atomarem Wirkungsquerschnitt σ_i , als eine mikroskopische Größe, und dem Schwächungskoeffizienten μ , als die entsprechende makroskopische Größe in Gleichung (4.19), zeigen sie auch die gleiche Abhängigkeit von der Teilchenenergie und der Ordnungszahl des Absorbers.

Der **Gesamtmassenschwächungskoeffizient** μ/ρ in Gleichung (4.21) setzt sich additiv aus den einzelnen Wechselwirkungsprozessen zusammen [17]

$$\mu = \sigma_{\text{Ph}} + \sigma_{\text{C}} + \sigma_{\text{PP}} + \sigma_{\text{R}}, \quad (4.20)$$

wobei σ_{Ph} für den Photoeffekt, σ_{C} für den Comptoneffekt, σ_{PP} für die Paarbildung und σ_{R} für die Rayleigh-Streuung steht. Bei gemischten Elementen gilt

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_{i=1}^n p_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i, \quad (4.21)$$

mit dem Massenanteil des i -ten Elements p_i . Der Massenschwächungskoeffizient $\mu = f(E, Z)$ ist aufgrund der Eigenschaften der Wechselwirkungsquerschnitte abhängig von der Ordnungszahl Z und der Photonenenergie $h\nu$, wodurch die einzelnen

Wechselwirkungsprozesse in bestimmten Energiebereichen für die jeweils verwendeten Materialien unterschiedlich dominant bzw. vernachlässigbar sind (siehe Abbildung 4.2 und 4.3).

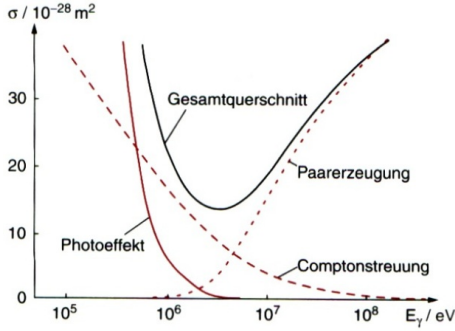


Abb. 4.2: Wechselwirkungsprozess von Photonen mit Materie in Abhängigkeit der Energie E (Quelle: Joachimi, Klobes; Versuchsprotokoll „Compton-Effekt“).

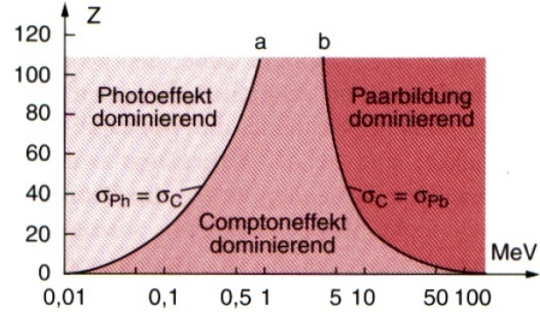


Abb. 4.3: Wechselwirkungsprozess von Photonen mit Materie in Abhängigkeit der Ordnungszahl Z (Quelle: Joachimi, Klobes; Versuchsprotokoll „Compton-Effekt“).

Zur Beschreibung von Strahlungsarten und Strahlungsfeldern wird als Maß für die Wechselwirkung eines Strahlenbündels mit einem Absorber der mikroskopische **Wirkungsquerschnitt** σ und bei Streuproblemen meist der **differentielle Wirkungsquerschnitt pro Raumwinkel** $d\sigma/d\Omega$ verwendet. Neben den mikroskopischen Größen wird auch oft die „makroskopische“ Schwächung eines Strahlenbündels durch Schwächungskoeffizienten beschrieben, da man unter Strahlung Energie- und Materietransportphänomene versteht [15]. Hierbei muss unterschieden werden zwischen der Schwächung der Strahlung und der Energieübertragung auf das Wechselwirkungsmaterial. Daher wird zur Berechnung der in einem Material absorbierten Energie der **Massen-Energietransferkoeffizient** μ_{tr}/ρ eingeführt [17]. Der totale Massen-Energietransferkoeffizient für die Wechselwirkungen der Photonenstrahlung in Abhängigkeit von Z und $h\nu$, wobei man photonukleare Beiträge vernachlässigt, ist ebenfalls gegeben in Einheiten von cm^2/g durch

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\tau_{tr}}{\rho} + \frac{\sigma_{tr}}{\rho} + \frac{\kappa_{tr}}{\rho}. \quad (4.22)$$

Für die Berechnung des Massen-Energietransferkoeffizienten gilt

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{E_\gamma \rho} \cdot \frac{dE_{tr}}{dx}, \quad (4.23)$$

wobei E_γ die Summe der Energien der Photonen, die senkrecht auf eine Schicht der Dicke dx und der Dichte ρ auftreffen, und dE_{tr} die Summe der kinetischen Energien von allen in dieser Schicht freigesetzten geladenen Teilchen sind. Daher gilt weiters

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\mu_{Ph}}{\rho} \left(1 - \frac{E_{ch}}{E_\gamma}\right) + \frac{\mu_{Comp}}{\rho} + \frac{\mu_{Paar}}{\rho} \left(1 - \frac{2m_e c_0^2}{E_\gamma}\right). \quad (4.24)$$

Hierbei berücksichtigt man E_{ch} als die mittlere Energie der charakteristischen Röntgenstrahlung, die unmittelbar nach Eintreten des Photoeffekts je Photon emittiert wird, da die geladenen Sekundärteilchen einen Teil ihrer Energie als

Bremsstrahlung abgeben. Diese kann ihrerseits wieder aus dem betrachteten Volumen austreten.

Um den Bremsstrahlungsverlust g zu berücksichtigen, wird der Masseneffizient μ_{tr}/ρ korrigiert und der sogenannte **Massen-Energieabsorptionskoeffizient** μ_{en}/ρ eingeführt. Dieser hängt mit dem Massen-Energietransferkoeffizienten über folgende Beziehung zusammen,

$$\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} = \frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} (1 - g), \quad (4.25)$$

wobei g den durchschnittlichen Anteil der Energie der Sekundärelektronen beschreibt, die bei Wechselwirkungen verloren geht, wie bei der Erzeugung von Bremsstrahlung oder Strahlungsvernichtung im Falle von Positronen [17]. Für niedrige Werte von Z und $h\nu$ geht g gegen Null und $\mu_{\text{en}}/\rho \cong \mu_{\text{tr}}/\rho$. Mit steigenden Werten von Z und $h\nu$ nimmt auch der Wert von g zu. Während μ/ρ und μ_{tr}/ρ nur punktuell auf Z und der Energie $h\nu$ der momentanen Photon-Wechselwirkung basieren, berücksichtigt μ_{en}/ρ auch die Sekundärelektronen, die im Medium abgeschwächt werden.

4.2.2 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Neutronen sind keine Produkte des Zerfalls natürlicher Radionuklide, sondern entstehen unter anderem bei einer Kernspaltung als freie, energiereiche Teilchen. Neutronen können einen Absorber ohne Wechselwirkung durchdringen, aber auch verschiedene Wechselwirkungen erfahren. Da Neutronen elektrisch neutral sind, wechselwirken sie hauptsächlich mit den Atomkernen des Targetmaterials und haben nur eine geringe Wechselwirkung mit dessen Hüllenelektronen [18]. Die geläufige Einteilung der Neutronen erfolgt nach Neutronenenergie und Neutronengeschwindigkeit bei Raumtemperatur $T = 293.15$ K (Tabelle 4.3) [15].

Kennzeichnung	Energiebereich	v_n [km/s]
subthermisch	< 0.02 eV	< 2.200
thermisch	0.0252 eV	2.200
epithermisch	< 0.5 eV	9.800
mittelschnell	0.5 eV bis 200 keV	$1 - 1400$
schnell	> 200 keV	> 1400
relativistisch	> 10 MeV	$> 0.1 \cdot c = 30000$

Tab. 4.3: Einteilung der Neutronen nach ihrer Bewegungsenergie und Geschwindigkeit bei Raumtemperatur $T = 293.15$ K [15].

Neutronen sind entsprechend ihrer Bewegungsenergie unterteilt, da jede dieser Neutronenklassen in Abhängigkeit der Neutronenenergie bzw. Geschwindigkeit eine unterschiedliche Charakteristik in Bezug auf die Wechselwirkung mit Materie aufweist (siehe Tabelle 4.4) [20]. Der Zusammenhang zwischen Neutronenenergie E (eV),

Energiebereich	Besonderheiten der Wechselwirkung	Energie [eV]
langsame n	werden beeinflusst durch chemische Bindungen und thermischer Bewegung der Targetatome;	≤ 1
ultrakalte n	erfahren totale Reflexion an der Oberfläche kondensierter Materie;	$< 5 \cdot 10^{-7}$
kalte n	können dicke Schichten von kristalliner Materie ohne Streuung durchqueren;	< 0.005
thermische n	Neutronen, die im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung sind;	$0.005 \dots 0.1$
epithermische n	beeinflusst durch chemische Bindungen und thermischer Bewegung bei Thermalisierung;	$0.1 \dots 1$
mittelschnelle n	elastische Streuung durch (quasi-)freie Atome;	$1 \dots 10^5$
Resonanzneutronen	Streuung durch Zwischenkernresonanzen;	$1 \dots 10^4$
schnelle n	inelastische Streuung und resultierende Kernreaktionen;	$2 \cdot 10^5 \dots 10 \cdot 10^6$
relativistische n	Spallation (im Körpergewebe); dominierend sind unelastische Stöße mit C-, O- und N-Kernen	$> 10 \cdot 10^6$

Tab. 4.4: Charakteristik der unterschiedlichen Neutronenklassen [20].

Temperatur $T = E/k_B$ (K) (mit der Boltzmann-Konstante k_B), Geschwindigkeit v (m/s), Wellenlänge λ (cm) und Wellenzahl k (cm^{-1}) ist gegeben durch:

$$E = 8.617 \cdot 10^{-5} T = 5.223 \cdot 10^{-9} \lambda^{-2} = 2.073 \cdot 10^{13} k^2. \quad (4.26)$$

Die dominanten Prozesse sind die Streuung und die Absorption der Neutronen durch Atomkerne, jedoch findet keine unmittelbare Ionisation oder Anregung statt. Die Energie wird über eine Zwischenreaktion auf geladene Teilchen des Absorbers übertragen. Die sekundären geladenen Teilchen, die durch Neutronen freigesetzt werden, haben im Medium eine relativ kurze Reichweite. Sofern nicht durch die diese Teilchen zusätzlich Bremsstrahlung erzeugt wird, ist die absorbierte Dosis durch Neutronenstrahlung in jedem Punkt des Neutronenfeldes gleich der Kerma [19] (siehe auch Kapitel 5). Die Neutronenwechselwirkungen werden nach Art der daraus resultierenden Ausgangsprodukte in fünf Reaktionsarten unterteilt:

1. elastische Neutronenstreuung (n,n),
2. inelastische Neutronenstreuung (n,n'),
3. Neutroneneinfang mit Emission eines γ -Quants (n, γ),
4. Neutroneneinfang mit Emission einzelner geladener Teilchen (n, α), (n, β), (n,p),
5. neutroneninduzierte Spaltung und Spallation (n,f).

Bei der Wechselwirkung von Neutronen mit Materie werden je nach Reaktionsmöglichkeiten der Stoßpartner partielle Wirkungsquerschnitte definiert.

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wird ausschließlich durch die Neutronen-Wirkungsquerschnitte und nicht durch Schwächungskoeffizienten beschrieben. Aufgrund ihrer Abhängigkeit vom Wechselwirkungsmedium, der Temperatur, chemischen Bindungen, etc. unterscheiden sie sich erheblich in ihrer Größe und in ihrem energetischen Verlauf. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} für Target und Projektil ergibt sich aus der Summe der partiellen Wirkungsquerschnitte, also dem Streuwirkungsquerschnitt σ_{str} und dem Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} [15],

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{str}} + \sigma_{\text{abs}}, \quad (4.27)$$

wobei gilt

$$\sigma_{\text{str}} = \sigma_{\text{elast}} + \sigma_{\text{inelast}} = \sigma(n, n) + \sigma(n, n') \quad (4.28)$$

und

$$\sigma_{\text{abs}} = \sigma(n, \gamma) + \sigma(n, \alpha) + \sigma(n, \beta) + \sigma(n, p) + \sigma(n, \text{fission}). \quad (4.29)$$

Abbildung 4.4 zeigt einen typischen Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes. Für Energien bis etwa 10 eV gilt eine reine $1/v$ -Abhängigkeit, worauf ab ~ 1 keV ein Bereich der Resonanzen auftritt. Oberhalb des Resonanzbereiches bis in den MeV-Bereich verändert sich der Wirkungsquerschnitt kaum.

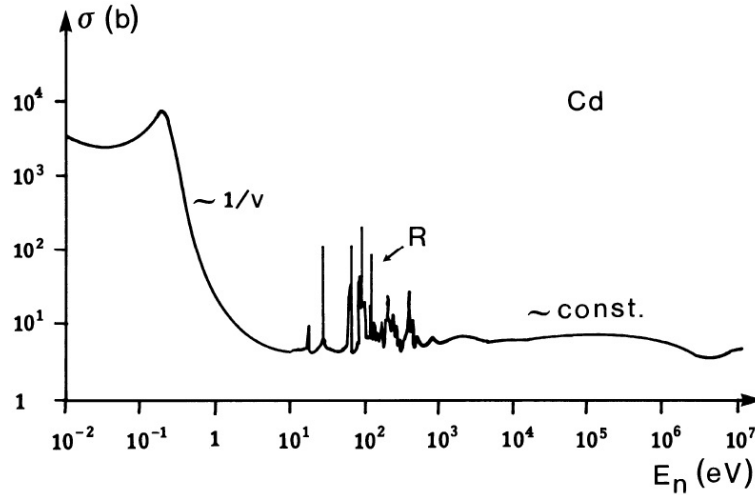


Abb. 4.4: Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt von Cadmium [15].

Bei der **elastischen Streuung** von Neutronen am Kernfeld wird das einlaufende Neutron, ohne den Atomkern anzuregen oder in seiner inneren Struktur zu verändern, am Targetkern gestreut. Dabei wird das einlaufende Neutron aus seiner Richtung gelenkt und verliert dabei Bewegungsenergie. Der Atomkern erhält dadurch einen Rückstoß und übernimmt diesen Energieanteil vom Neutron. Die Restenergie des Neutrons E_n der ursprünglichen Bewegungsenergie E_0 in Gleichung (4.30) ist abhängig von den Massen der Stoßpartner M und m_n und dem Streuwinkel im Relativsystem δ [15].

$$E_n = E_0 \frac{M^2 + m_n^2 + 2M \cdot m_n \cdot \cos(\delta)}{(M + m_n)^2} \quad (4.30)$$

Damit lässt sich der Energieverlust des Neutrons mit $\langle \Delta E \rangle = E_0 - E_n$ berechnen. Den größten Energieverlust erleidet das Neutron bei der Rückwärtsstreuung ($\delta = 180^\circ$, $\cos(\delta) = -1$), woraus sich der maximale Energieverlust ergibt (Gleichung 4.31).

$$\langle \Delta E \rangle = E_0 - E_n = E_0 \frac{M^2 + m_n^2 - 2Mm_n}{(M + m_n)^2} - E_0 \quad (4.31)$$

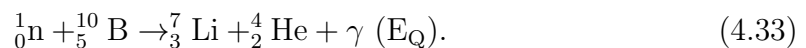
Der Wirkungsquerschnitt σ_{el} für die elastische Streuung ist abhängig von der Masse m_K des streuenden Kerns und von der De-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} in nm, woraus die Abhängigkeit von der Energie der Neutronen folgt. Nach der Vorstellung von De Broglie entspricht bewegten Teilchen der Masse $m = m_n$ eine Welle mit der Wellenlänge $\lambda = \lambda_{dB}$, die sich aus ihrer kinetischen Energie E_{kin} nach

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n E_{kin}}} = \frac{0.028}{\sqrt{E_{kin}}} \quad (4.32)$$

berechnen lässt. Der Wirkungsquerschnitt σ_{el} sinkt aufgrund dessen mit zunehmender Energie E_{kin} .

Bei der **inelastischen Neutronenstreuung** wird das Neutron kurzfristig von den Kernkräften des Targetkerns eingefangen [15]. Ein Teil der Energie des Neutrons wird auf den Kern übertragen und dort zur inneren Anregung verwendet. Die Anregungsenergie wird je nach Kernstruktur des Targetkerns entweder sofort oder nach einer endlichen Lebensdauer in Form von einzelner oder mehrerer Photonen wieder abgegeben. Die aus den angeregten Atomkernen emittierten γ -Quanten haben in der Regel hohe Photonenenergien in der Größenordnung einiger MeV. Daher sind diese sehr durchdringend und transportieren ihre Energie über weite Bereiche des Absorbers. Zum Teil können sie den Absorber auch verlassen und erzeugen dadurch ein intensives Photonenstrahlungsfeld innerhalb und außerhalb des bestrahlten Materials. Infolge dessen ist der prozentuelle Anteil an der Energiedosis durch inelastische Neutronenstreuung nicht vernachlässigbar.

Eine weitere Wechselwirkung ist der **Einfang der Neutronen** durch einen Atomkern des Absorptionsmaterials. Bei der Anlagerung eines Neutrons an den Kern wird durch die frei werdende Bindungsenergie der Kern in einen angeregten Zustand gebracht. Dadurch wird der Atomkern instabil und wandelt sich nach kurzer Zeit wieder in einen stabilen Kern um. Beim Übergang in den Grundzustand kommt es zur Emission von Teilchen oder γ -Quanten. Somit steht nach der Einfangreaktion nicht nur die restliche Bewegungsenergie des Neutrons, sondern auch die Differenz der Bindungsenergien des Targetkerns und des Restkerns als Überschussenergie zur Verfügung. Die Energiebilanzen solcher Reaktionen werden durch positive (exotherm) oder negative (endotherm) Q-Werte beschrieben. Ein Beispiel einer solchen Reaktion ist der Neutroneneinfang durch Bor,



Die Wahrscheinlichkeit für einen Neutroneneinfang (engl.: neutron capture, nc) hängt vor allem von der Energie der Neutronen ab. Die Einfangwahrscheinlichkeit wächst mit der Aufenthaltszeit im Bereich des Targetnuklids. Der Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang σ_{nc} ist deshalb bei niedrigen Energien annähernd umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit v_n ,

$$\sigma_{\text{nc}} \propto 1/v_n. \quad (4.34)$$

Für technische Fragestellungen ist der **Einfang thermischer Neutronen** durch Materialien mit sehr hohen thermischen Einfangwirkungsquerschnitten von besonderer Bedeutung [15]. Mit ihrer Hilfe kann wegen des selektiven Einfangs thermischer Neutronen in einem gemischten Strahlenfeld der Neutronenanteil bestimmt werden. Besondere Bedeutung für den Nachweis und die Spektrometrie von Neutronen haben die drei Reaktionen ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ und ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$, in denen als Reaktionsprodukte geladene Teilchen hoher kinetischer Energie entstehen. Infolge des $1/v$ -Gesetzes haben alle drei Reaktionen große Wirkungsquerschnitte bei geringen Energien. In der Thermolumineszenzdosimetrie spielt der thermische Neutroneneinfang an Li-Isotopen eine besondere Rolle. So können mit LiF-Detektoren, die mit ${}^6\text{Li}$ angereichert sind, über die Reaktion



thermische Neutronen nachgewiesen werden (siehe Kapitel 7.6). Der thermische Einfangquerschnitt von ${}^6\text{Li}$ beträgt 941 b, während der Wirkungsquerschnitt für thermischen Neutroneneinfang von ${}^7\text{Li}$ nur einen Wert von 0.0454 b hat.

Die einfache $1/v$ -Abhängigkeit wird bei vielen Kernen von resonanzartigen Strukturen überlagert, die von den inneren Zuständen der Atomkerne herrühren. Bei einem sogenannten **Resonanzeinfang** von Neutronen zeigt die Einfangwahrscheinlichkeit von Neutronen bestimmter Energie für einige Atomkerne ein ausgeprägtes Maximum. Ein solcher Verlauf der Einfangwahrscheinlichkeit ergibt sich beispielsweise für die Reaktionen ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ und ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ (Vgl. Abbildung 4.4).

Schwere Kerne können durch Neutroneneinfang gespalten oder zertrümmert werden. Die **Kernspaltung** spielt vor allem bei Aktinidenkernen auch eine technisch bedeutsame Rolle (Kernreaktoren, Atombomben). Im Ausgangskanal der Kernspaltung befinden sich meistens zwei, seltener auch drei Spaltfragmente, und mehrere schnelle Neutronen. Spaltfragmente sind meistens hoch angeregt und weisen einen mehr oder weniger ausgeprägten Neutronenüberschuss auf.

Unter **Spallation** versteht man die Zertrümmerung eines Atomkerns in einzelne Nukleonen oder Nukleonengruppen durch einen einzelnen Wechselwirkungsakt. Dabei finden sich als Ergebnis des Neutroneneinfanges oft mehrere Bruchstücke des Ausgangskerns, unter denen relativ häufig α -Teilchen zu finden sind.

4.2.3 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Geladene Teilchen verlieren ihre Energie bei der Wechselwirkung mit Materie in einer Art und Weise, die sich deutlich von der Strahlung ungeladener Teilchen, wie Röntgen-, γ - oder Neutronenstrahlung, unterscheidet [17]. Geladene Teilchen, die von einem elektrischen Coulomb-Feld umgeben sind, können mit einem oder mehreren Elektronen oder mit den Nukleonen von praktisch jedem Atom wechselwirken. Somit handelt es sich hierbei um direkt ionisierende Strahlung.

Die meisten dieser Wechselwirkungsprozesse übertragen jeweils nur winzige Bruchstücke der kinetischen Energie des einfallenden Teilchens. Dieser allmähliche Energieverlust wird über einen reibungsähnlichen Vorgang beschrieben, der als „Continuous Slowing-Down Approximation“ (CSDA) bezeichnet wird. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein geladenes Teilchen durch eine Schicht eines Materials ohne eine Wechselwirkung dringt, ist gleich Null [17]. Von stochastischer Sicht aus ist es unmöglich, auch nur grob vorherzusagen, wie weit ein einzelnes Photon oder Neutron in die Materie eindringen kann, da nur eine oder wenige zufällige Wechselwirkungen erforderlich sind, um seine gesamte kinetische Energie zu absorbieren. Geladene Teilchen hingegen können durch eine gemeinsame Eindringtiefe oder Reichweite charakterisiert werden. Aufgrund der vielfältigen Wechselwirkungen der geladenen Teilchen, wodurch diese in Materie abgebremst werden, nähert sich die Eindringtiefe einem Erwartungswert an, der sogenannten **Reichweite**, der im Mittel für eine sehr große Population von identischen Teilchen beobachtet werden würde. Diese charakteristischen Reichweiten geben Rückschluss auf die genaue Art und Energie des Teilchens in einem bestimmten Medium. Die primären Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie können grob in zwei Klassen eingeteilt werden [22]:

1. Inelastische Stoßprozesse:

Die Teilchen verlieren ihre Energie durch Anregung und Ionisation von Atomen oder kondensierter Materie. Aufgrund dieser Vorgänge werden Sekundärteilchen produziert, wie beispielsweise Sekundärelektronen (δ -Elektronen), Augerelektronen, Photonen (Fluoreszenzstrahlung), Bremsstrahlung, Čerenkov- und Transmissionsstrahlung, etc.

2. Elastische Streuung:

Coulomb- und Rutherfordstreuung.

Als Folge des Energieverlustes und der Erzeugung von Sekundärstrahlung kommt es zur Energiedeposition in Materie. Soweit es den Energietransfer betrifft, muss hier zwischen zwei Vorgängen unterschieden werden. Auf der einen Seite betrachtet man die Auswirkungen auf die einfallenden geladenen Teilchen in Form des Energieverlustes derselbigen und auf der anderen Seite sind die Wirkungen auf das Absorbermaterial, wie die Anregungen der Absorberatome oder Entstehung von Sekundärteilchen (δ -Elektronen, Photonen, Phononen, ...), von großer Bedeutung. Um die ladungsfreien Photonen oder Neutronen als Sekundärteilchen jedoch registrieren zu können, müssen diese wiederum durch Wechselwirkungen geladene Teilchen erzeugen. All diese Interaktionen können zur Ablenkung oder Abbremsung der einfal-

lenden Teilchen beitragen. Da mehr als 10^4 Kollisionen notwendig sind, um Teilchen mit Energien im MeV-Bereich zu stoppen, bezeichnet man diese Abläufe als multiple Streuprozesse, die sich aus den jeweiligen, statistisch unterschiedlich ablaufenden Prozessen zusammensetzen.

Schwere geladene Teilchen (p, d, α , Ionen) unterliegen meistens den inelastischen Prozessen mit den Hüllenelektronen der Atome, in denen sie ihre kinetische Energie verlieren und die Elektronen anregen, die dadurch genügend hohe Energien erreichen, um die Atome zu ionisieren. Die elastische Streuung schwerer geladener Teilchen (p, d, α) an Atomkernen treten vergleichsweise weniger häufig auf, als die inelastischen Streuungen der leichten geladenen Teilchen (Elektronen, Positronen) an Atomelektronen. Die inelastische Streuung an Kernen kommt ebenso selten vor, sodass sie für die Abbremsung von schweren und leichten geladenen Teilchen vernachlässigbar ist. Sie wird erst bei höheren Energien wichtiger, da sie für die Entstehung von Bremsstrahlung verantwortlich ist.

Elektronen zeigen aufgrund ihrer geringen Masse ein unterschiedliches Verhalten im Gegensatz zu schweren geladenen Teilchen, wie μ , π , K , p und Schwerionen. Für Elektronen ist die inelastische Streuung an Hüllenelektronen der wichtigste Wechselwirkungsprozess. Bei jeder Streuung wird zwar nur wenig Energie auf ein Hüllenelektron übertragen, aber der hohe Wirkungsquerschnitt ($\sigma \approx 10^{-17}$ bis 10^{-16} cm²) führt zu einer großen Anzahl von Streuungen pro Längeneinheit.

Der mittlere Abstand zwischen zwei Stößen von Teilchen entlang einer Teilchenbahn im Medium wird als **mittlere freie Weglänge** λ bezeichnet, die abhängig von der Teilchenart sehr stark variieren kann. Als Beispiel reicht λ für inelastische Stöße von Protonen in Si von 5 nm bis 250 nm. Im Vergleich dazu kann λ in einem Gas um einen Faktor 1000 größer sein kann. Hingegen liegt λ bei elastischen Stößen von Elektronen im Bereich von $10 \text{ nm} < \lambda < 2000 \text{ nm}$ [22].

Für schwerere geladene Teilchen mit Ruhemasse M und Geschwindigkeit v ist der maximale Energieübertrag auf ein Elektron der Masse m in Ruhe gegeben durch den relativistischen Ausdruck

$$E_M = \frac{2m\beta^2\gamma^2c^2}{1 + (2\gamma m/M) + (m/M)^2}, \quad (4.36)$$

mit $\beta = v/c$, $\gamma = 1/(1 - \beta^2)$ und $\beta^2 = (\beta\gamma)^2/[1 + (\beta\gamma)^2]$. Der durchschnittliche Energieverlust $\langle E \rangle$ je Stoßprozess beträgt in leichten Elementen zwischen 50 und 120 eV.

Die in diesem Kapitel diskutierte direkt ionisierende Strahlung besteht aus elektrisch geladenen Teilchen, die aufgrund ihrer elektrischen Ladung ihre Energie an Hüllenelektronen bzw. Nukleonen der wechselwirkenden Materie übertragen. Die Energieabgabe dE der geladenen Teilchen pro Weglänge dx an das absorbierende Medium wird als **differentieller Energieverlust** oder das **Bremsvermögen**

(engl. stopping power) bezeichnet (siehe Gleichung (4.37)).

$$\frac{dE}{dx} = 1 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right] = 1,602 \cdot 10^{-11} \left[\frac{\text{J}}{\text{m}} \right] \quad (4.37)$$

Somit kann das Bremsvermögen $(dE/dx)_{Y,E,Z}$ für einen bestimmten Typ Y von geladenen Teilchen und einer bestimmten kinetischen Energie E in einem Material mit der Ordnungszahl Z in den Einheiten von MeV/cm oder J/m angegeben werden [17]. Dividiert man durch die Dichte ρ des Absorbermaterials erhält man das **Massenbremsvermögen** in den Einheiten von MeVcm²/g bzw. Jm²/kg,

$$\frac{dE}{\rho \cdot dx} = 1 \left[\frac{\text{MeVcm}^2}{\text{g}} \right] = 1,602 \cdot 10^{-14} \left[\frac{\text{Jm}^2}{\text{kg}} \right]. \quad (4.38)$$

Der Energieverlust von schweren geladenen Teilchen durch atomare Wechselwirkungen mit quantenmechanischen Korrekturen wurde erstmals von Bethe, Bloch und anderen Autoren, berechnet. Für ein geladenes Teilchen der Ladung z in einem Medium der Ordnungszahl Z und Atomgewicht A gilt die **Bethe-Bloch-Formel** (Gleichung (4.39)) als grundlegender Ausdruck für die Berechnung des Energietransfers,

$$S = \frac{4\pi Z_p^2 Z_r \rho e^4}{mv^2} \cdot \dots \cdot \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{C(\beta)}{Z_T} + Z_p L_1(\beta) + Z_p^2 L_2(\beta) + L_3(\beta) \right]. \quad (4.39)$$

Dieser Energieverlust nimmt bei wachsender Eindringtiefe zu und führt auf die charakteristische Tiefendosisverteilung schwerer Ionen mit dem ausgeprägten Bragg-Peak als Gebiet der größten Energiedeposition. Das **Massenbremsvermögen** $S(E)$ in MeVcm²/g, also der mittlere Energieverlust pro freier Weglänge des Teilchentransports, nimmt mit abnehmender kinetischer Energie E_{kin} der Ionen zu, da diese bei geringeren Geschwindigkeiten v länger mit den Elektronen des Atoms wechselwirken können. In Gleichung (4.39) ist e die elektrische Ladung, ρ die Dichte des Targetatoms, m die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit mit $\beta = v/c$ und I die mittlere Anregungsenergie, welche ein effektives Ionisationspotential der Atome des Mediums ist. Sie enthält auch die verschiedenen Korrekturterme, wie den Faktor β^2 zur Korrektur der atomaren Übergänge, die Schalenkorrektur $C(\beta)$ für die Bewegung der Hüllenelektronen bei kleinen Geschwindigkeiten der Projektile, die Barkas-Korrektur² $L_1(\beta)$, den Bloch-Term $L_2(\beta)$, ebenso die Mott- und Dichtekorrektur $L_3(\beta)$ für große β , wodurch der Energieverlust erniedrigt wird [14].

²Barkas-Andersen-Effekt: Gemeinsam mit Mitarbeitern entdeckte Walter H. Barkas den Unterschied in der Reichweite zwischen positiven und negativen Mesonen der gleichen Anfangsenergie und führte dies auf den Unterschied im Bremsvermögen zwischen positiv und negativ geladenen Teilchen zurück.

Der charakteristische Verlauf des Energieverlustes pro Weglänge für direkt ionisierende Strahlung wird beschrieben durch die **Bragg-Kurve**, wobei sich die Tiefendosisverteilung geladener Teilchen von jener der ungeladenen Teilchen stark unterscheidet (siehe Abbildung 4.5). Beim Eintritt der Strahlung in das Medium kommt es vorerst zu einem flachen Verlauf des Energieverlustes, der am Ende der Teilchenbahn in ein starkes Anwachsen des Stoßbremsvermögens $S(E)$ übergeht, das um mehr als zwei Größenordnungen zunehmen kann. Die Funktion nimmt in einer bestimmten Tiefe des Materials ein Maximum an, welches als **Bragg-Peak** bezeichnet wird und somit der Ort der größten Energiedeposition ist. Da die Teilchen eine unterschiedliche Reichweite besitzen, werden sie in unterschiedlichen Tiefen gestoppt. Die abfallende Flanke am Ende der Bragg-Kurve ist aufgrund des stochastischen Charakters der Wechselwirkungen gaußförmig [15]. Diese Eigenschaften der Tiefendosisverteilung sind in der Dosimetrie von großer Bedeutung. Nicht nur in Bezug auf die medizinische Strahlenphysik, wo dies bereits in Protonentherapien erfolgreich angewandt wird, sondern auch in der Risikoabschätzung für die Exposition durch kosmische Strahlung.

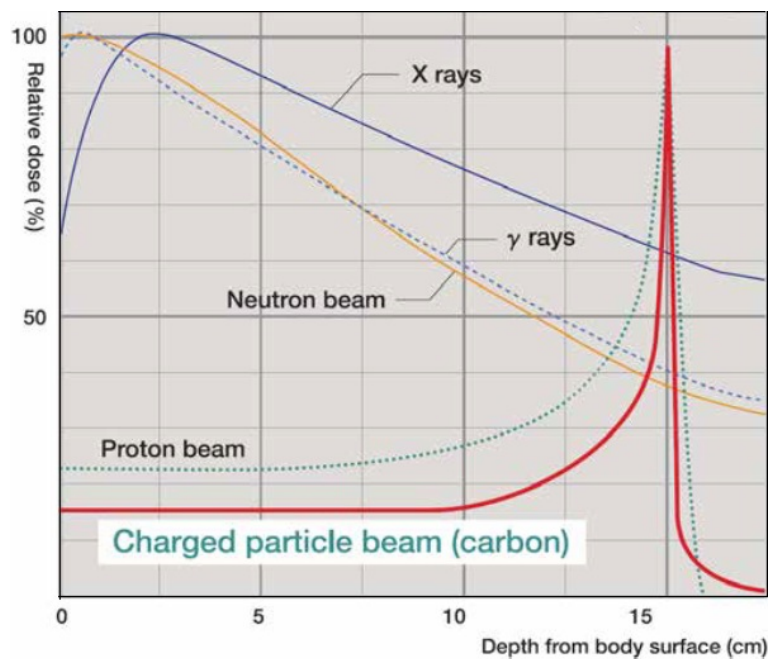


Abb. 4.5: Tiefendosisverteilung in gewebeäquivalentem Material verschiedener Strahlenqualitäten und Energien (Quelle: NIRS).

5 Grundlagen der Dosimetrie

Von der „International Commission on Radiation Units and Measurements“ (ICRU) wurde eine bestimmte Terminologie in Bezug auf ionisierende Strahlung empfohlen, welche die groben Unterschiede der Wechselwirkungen von geladenen und nicht geladenen Teilchen mit Materie berücksichtigt. Demnach unterscheidet man zwischen **direkt und indirekt ionisierender Strahlung** (siehe Kapitel 4.2). Die Erörterung von Strahleneffekten in biologischer oder materialwissenschaftlicher Hinsicht beruht also auf der Diskussion der Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie, wovon auch die unterschiedlichen Methoden zur Messung als auch die Beschreibung der Energieabsorption in Materie abhängen.

Unterschiede in den Ergebnissen aus wiederholten Messungen und Beobachtungen sind in der Physik üblich. Diese können sich aus Unzulänglichkeiten bestehender Messsysteme, aber auch aus der Tatsache heraus, dass viele physikalische Phänomene inhärenten Schwankungen unterliegen, ergeben [24]. Daher ist oft eine Differenzierung zwischen einer **stochastischen Größe**, deren Werte einer bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilung folgen, und einer **nicht-stochastischen Größe**, die explizit einen bestimmten Wert besitzt, notwendig. Zur Beschreibung von Strahlungsfeldern spielt es in diesem Zusammenhang eine große Rolle, wie groß die betrachteten Volumina der Wechselwirkungen und die Teilchenzahlen im Strahlungsfeld sind.

Eine **stochastische Größe** hat folgende Charakteristik [17]:

- Der Wert tritt zufällig auf und kann daher nicht vorhergesagt werden. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines bestimmten Messwertes ist durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung festgelegt.
- Die Größe ist nur für einen endlichen, das heißt einen infinitesimalen, Bereich definiert. Ihre Werte variieren diskontinuierlich mit dem Raum und der Zeit, somit kann hier nicht von einem Gradienten oder einer Änderungsrate gesprochen werden.
- Prinzipiell ist jeder Wert dieser Größe mit einem beliebig kleinen Fehler messbar.
- Der Erwartungswert N_e einer stochastischen Größe ist der Mittelwert seiner Messwerte $\bar{N}$, sofern die Zahl seiner Messungen n gegen ∞ geht, also gilt $\bar{N} \rightarrow N_e$ für $n \rightarrow \infty$.

Da Strahlungsfelder aus diskreten Teilchen bestehen, die beim Auftreffen auf Materie eher zufällig mit dem Absorber wechselwirken, haben Strahlungsfelder einen stochastischen Charakter [15]. Sie weisen die typischen Schwankungen der Messergebnisse auf, in anderen Worten hat eine einzelne Messung immer einen von der Zählrate abhängigen, zufälligen Messfehler. Diese können durch eine Poissonverteilung, und für höhere Zählraten mit einer Gaußverteilung, dargestellt werden. Die

Halbwertsbreite einer Gaußkurve beträgt 2σ und der statistische Messfehler (also die einfache Standardabweichung) ergibt sich zu $\sigma = N^{1/2}$. Das bedeutet, innerhalb $\pm\sigma$ werden 68.3%, innerhalb $\pm 2\sigma$ schon 95.5% und innerhalb von $\pm 3\sigma$ sogar 99.7% aller Messergebnisse erwartet. Die statistischen Schwankungen von einer Messreihe sind umso größer, je kleiner das Messvolumen ist bzw. je kleiner die Zahl der auf dieses Messvolumen auftreffenden Teilchen ist.

Eine **nicht-stochastische Größe** hat folgende Charakteristik [17]:

- Prinzipiell kann eine nicht-stochastische Größe bei vorgegeben, bekannten Bedingungen berechnet werden.
- Diese Größe ist generell eine, für ein infinitesimales Volumen definierte Funktion. Sie ist eine stetige, nach dem Ort und der Zeit differenzierbare Funktion, welche einen Gradienten und eine Änderungsrate besitzt.
- Der Wert einer nicht-stochastischen Größe kann entweder gleich, oder basierend auf einer stochastischen Größe sein, sofern eine solche existiert. Dies ist nicht notwendigerweise erforderlich, da eine nicht-stochastische Größe immer im Zusammenhang mit ionisierender Strahlung auftritt.

Sind die Wechselwirkungsvolumina und die Teilchenzahlen im Bereich von makroskopischen Größenordnungen, so sind die statistischen Fehler bei den Messergebnissen sehr klein [15]. In Folge dessen kann man die Strahlungsfelder näherungsweise mit nicht-stochastischen Größen, die keinen statistischen Schwankungen unterworfen sind, beschreiben. Diese sind beispielsweise Dosisgrößen, wie Energiedosis und Kerma, die an bestimmten Raumpunkten angegeben werden können. Dosisgrößen werden als integrale oder mehrfach differenzielle Größen in Abhängigkeit von Ort, Zeit und Energie angegeben, wozu infinitesimale Zeitintervalle dt , Ortsverschiebungen dr , Winkelangaben $d\Omega$, Volumina dV oder Energieintervalle dE verwendet werden.

Für eine vollständige Beschreibung und Analyse von Strahlungsfeldern reichen nicht allein die Kenntnis der charakteristischen Eigenschaften der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen aus, da die Strahlungsfelder zeitlichen und räumlichen Verteilungen und Entwicklungen unterliegen. Daher bedient man sich zusätzlich **gerichteter (skalarer) und ungerichteter (vektorieller) Strahlungsfeldgrößen** [15].

Zur Bewertung der Wirkung ionisierender Strahlung benötigt man neben den physikalischen Größen auch **operationelle Größen**, die einer Messung direkt zugänglich sind, sowie Strahlenschutzgrößen. Diese sind mit strahlenbiologischen Wichtungsfaktoren verknüpft und dienen in der Dosimetrie und im Strahlenschutz zur Bewertung der Strahlungswirkung auf menschliches Gewebe. In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Dosisbegriffe für physikalische Größen, operationelle Größen und Strahlenschutzgrößen angeführt [1].

Physikalische Größen		
Absorbierte Dosis	$D = dE/dm$	[J/kg]=[Gy]
LET	$LET_{\Delta} = dE_{\Delta}/dx$	[keV/ μ m]
Operationelle Größen		
Äquivalentdosis	$H = Q \cdot D$	[J/kg]=[Sv]
Umgebungs-Äquivalentdosis	$H^*(d)$	[J/kg]=[Sv]
Strahlenschutzgrößen		
Organ-Äquivalentdosis	$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$	[J/kg]=[Sv]
Effektive Dosis	$E_T = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$	[J/kg]=[Sv]

Tab. 5.1: Die wichtigsten Dosisbegriffe in der Dosimetrie und im Strahlenschutz.

Eine Übersicht über die Größen der Strahlungsmessung, der Dosimetrie und des Strahlenschutzes sollen die nächsten Unterkapitel geben:

- Skalare und vektorielle Strahlungsfeldgrößen,
- Wechselwirkungsgrößen zwischen Strahlung und Materie,
- Dosimetrische Größen (physikalische und operationelle Größen) und
- Strahlenschutzgrößen.

5.1 Skalare und vektorielle Strahlungsfeldgrößen

Das Strahlungsfeld wird mittels der Teilchenzahl N und der Strahlungsenergie R beschrieben, wobei es sowohl durch Art und Energie der Teilchen, als auch durch die räumliche, zeitliche und richtungsabhängige Verteilung charakterisiert ist [24]. **Skalare Strahlungsfeldgrößen** dienen zur Spezifikation eines Strahlungsfeldes und sind durch eine aufeinanderfolgende Differenzierung von N und R nach der Zeit t , der Fläche A , das Volumen V , der Richtung Ω oder der Energie E definiert (Tabelle 5.2).

Da sich die Radiometrie hauptsächlich mit Größen für Intensitäten, Flussdichten und Spektralverteilungen der Strahlungsfelder befasst, ist es sinnvoll, einige der Größen in vektorieller Form zu betrachten. **Vektorielle Strahlungsfeldgrößen** sind nützlich und wichtig, vor allem bei theoretischen Überlegungen hinsichtlich der Strahlungsfelder und der dosimetrischen Größen [24]. In der Strahlentheorie benötigt man zusätzliche Richtungsangaben über den Transport der Energie und der Teilchen, die man durch Multiplikation der raumwinkelbezogenen skalaren Strahlungsfeldgrößen mit dem Raumwinkelvektor $\vec{\Omega}$ erhält. Im Allgemeinen gibt es keine einfache Beziehung zwischen den skalaren und vektoriellen Größen, denn diese sind nur im Fall von unidirektionalen Strahlungsfeldern gleich groß. In Tabelle 5.3 sind einige der vektoriellen Strahlungsfeldgrößen angeführt.

Skalare Strahlungsfeldgrößen		
Teilchenzahl	N	[1]
Strahlungsenergie	R	[J]
Teilchenfluss	$\dot{N} = dN/dt$	[s ⁻¹]
Energiefluss	$\dot{R} = dR/dt$	[W]
Teilchenfluenz	$\Phi = dN/dA$	[m ⁻²]
Energiefluenz	$\Psi = dR/dA$	[J m ⁻²]
Spektrale Teilchenfluenz	$\Phi_E = d\Phi/dE$	[J ⁻¹ m ⁻²]
Spektrale Energiefluenz	$\Psi_E = d\Psi/dE$	[m ⁻²]
Teilchenflussdichte	$\dot{\Phi} = d\Phi/dt$	[m ⁻² s ⁻¹]
Energieflussdichte	$\dot{\Psi} = d\Psi/dt$	[W m ⁻²]
Teilchenradianz	$\dot{\Phi}_\Omega = d\dot{\Phi}/d\Omega$	[m ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹]
Radiale Energieflussdichte	$\dot{\Psi}_\Omega = d\dot{\Psi}/d\Omega$	[W m ⁻² sr ⁻¹]

Tab. 5.2: Definition der skalaren Strahlungsfeldgrößen [24].

Vektorielle Strahlungsfeldgrößen		
Teilchenradianz	$\vec{\dot{\Phi}}_\Omega = \vec{\Omega}\dot{\Phi}_\Omega$	[m ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹]
Radiale Energieflussdichte	$\vec{\dot{\Psi}}_\Omega = \vec{\Omega}\dot{\Psi}_\Omega$	[W m ⁻² sr ⁻¹]
Teilchendichte	$\dot{\vec{\Phi}} = \int \dot{\vec{\Phi}}_\Omega d\Omega$	[m ⁻² s ⁻¹]
Energieflussdichte	$\dot{\vec{\Psi}} = \int \dot{\vec{\Psi}}_\Omega d\Omega$	[W m ⁻²]
Teilchenfluenz	$\vec{\Phi} = \int \vec{\dot{\Phi}} dt$	[m ⁻²]
Energiefluenz	$\vec{\Psi} = \int \vec{\dot{\Psi}} dt$	[J m ⁻²]
Spektrale Teilchenfluenz	$\vec{\Phi}_E = d\vec{\Phi}/dE = \int \vec{\dot{\Phi}}_E dt$	[J ⁻¹ m ⁻²]
Spektrale Energiefluenz	$\vec{\Psi}_E = d\vec{\Psi}/dE = \int \vec{\dot{\Psi}}_E dt$	[m ⁻²]

Tab. 5.3: Definition der vektoriellen Strahlungsfeldgrößen [24].

5.2 Wechselwirkungsgrößen zwischen Strahlung und Materie

Wechselwirkungsprozesse, bei denen es durch ionisierende Strahlung zur Emission oder Absorption von Teilchen kommt, sind charakterisiert durch ihre Wechselwirkungskoeffizienten und den daraus abgeleiteten Größen (siehe Kapitel 4).

Eine der wichtigsten physikalischen Größen in der Dosimetrie ist der Lineare Energietransfer (LET), dessen Eigenschaften in Kapitel 7.2 noch genauer behandelt werden. Das **Lineare Energieübertragungsvermögen** L_Δ beschreibt die lineare Dichte der räumlichen Energieübertragung der einfallenden Strahlung und steht in direktem Zusammenhang mit der unterschiedlichen biologischen Wirksamkeit verschiedener Strahlungsarten. Der LET-Wert ist definiert als Quotient des mittleren Energieverlustes dE , den Teilchen in der Materie innerhalb einer Weglänge dl infolge von Stößen mit einer Energieübertragung kleiner als Δ erleiden,

$$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dl} \right)_{\Delta} = 1.602 \cdot 10^{-10} \left[\frac{\text{J}}{\text{m}} \right] = 1 \left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \right]. \quad (5.1)$$

Der LET-Wert wird in Jm^{-1} oder $\text{keV}(\mu\text{m})^{-1}$ angegeben und berücksichtigt nur den tatsächlich absorbierten Energieanteil, ohne den durch Sekundärelektronen hinausgetragenen Anteil. Der L_{Δ} kann auch ausgedrückt werden als

$$L_{\Delta} = S_{\text{el}} - \frac{dE_{\text{kin},\Delta}}{dl}, \quad (5.2)$$

mit dem Massenbremsvermögen durch Kollision mit den Hüllenelektronen des Targetmaterials S_{el} und dem Mittelwert der kinetischen Energien E_{kin} mit Energien größer Δ aller Elektronen, die durch die geladenen Teilchen beim Durchqueren der Materie auf der Strecke dl freigesetzt wurden. Diese Energiebilanz beschreibt den Energieverlust der primären geladenen Teilchen durch die Wechselwirkung mit den Targetelektronen auf der Wegstrecke dl , abzüglich jener Energie, die durch die Sekundärelektronen freigesetzt wird, welche eine höhere kinetische Energie als Δ aufweisen. Diese Sekundärteilchen können als **lokaler Energietransfer** angesehen werden. Die Definition des LET bezieht sich auf eine obere Energiegrenze Δ und keine Längenbegrenzung. So bedeutet beispielsweise L_{100} der Lineare Energietransfer mit einer oberen Energiegrenze von 100 keV. Geht Δ gegen ∞ , also L_{∞} , so existieren keine Elektronen mit noch größerer Energie und der LET wird äquivalent dem elektronischen Bremsvermögen S_{el} .

5.3 Dosimetrische Größen

Die bisher diskutierten Größen haben sich einerseits auf die **Effekte des Strahlungsfeldes auf Materie** bezogen, beschrieben durch radiometrische Größen, und andererseits wurden die Wechselwirkungsgrößen definiert, um die **Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie** zu bewerten. Im Folgenden werden die dosimetrischen Größen behandelt, die so gewählt werden, dass sie eine physikalische Maßeinheit für eine Korrelation mit den tatsächlichen oder potentiellen Auswirkungen eines Strahlungsfeldes darstellen und daher immer im Zusammenhang mit den radiometrischen oder dosimetrischen Wechselwirkungsgrößen stehen.

Wenn ionisierende Strahlung mit Materie in Wechselwirkung tritt, kommt es durch mehrere Prozesse zuerst zu einer Änderung der Teilchenenergie und danach zu einer Energiedeposition im Medium. Die dosimetrischen Größen beschreiben nun genau diese Vorgänge und machen so eine Bewertung der Auswirkung der ionisierenden Strahlung auf Materie möglich. Zunächst werden die Dosisgrößen diskutiert, die ein Maß für die **Energieübertragung** der Strahlungsteilchen sind (Tabelle 5.4) und zum anderen jene Größen, welche die **Energiedeposition** im Medium repräsentieren (Tabelle 5.5).

Energieübertragung		
Kerma	$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$	$[J\ kg^{-1}] = [Gy]$
Kermaleistung	$\dot{K} = \frac{dK}{dt}$	$[J\ kg^{-1}\ s^{-1}] = [Gy\ s^{-1}]$
Ionendosis	$X = \frac{dQ}{dm_a}$	$[C\ kg^{-1}]$
Ionendosisleistung	$\dot{X} = \frac{dX}{dt}$	$[C\ kg^{-1}\ s^{-1}]$
Cema	$C = \frac{dE_{el}}{dm}$	$[J\ kg^{-1}] = [Gy]$
Cemaleistung	$\dot{C} = \frac{dC}{dt}$	$[J\ kg^{-1}\ s^{-1}] = [Gy\ s^{-1}]$

Tab. 5.4: Dosimetrische Größen zur Beschreibung der Energieübertragung im Medium [24].

Die **Kerma** K (Kinetic Energy Released in Matter) ist definiert als der Quotient aus der übertragenen Bewegungsenergie dE_{tr} der geladenen Sekundärteilchen und der Masse dm des bestrahlten Mediums,

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} = 1 \left[\frac{J}{kg} \right] = 1 [Gy] = 1 \left[\frac{Ws}{kg} \right]. \quad (5.3)$$

Hier ist dE_{tr} die Summe der kinetischen Anfangsenergien der aus dem Massenelement dm austretenden geladenen Teilchen, die durch die auf dm einfallenden ungeladenen Teilchen freigesetzt werden [24]. Daher ist K kein direktes Maß für die Energiedosis, da die Sekundärteilchen ihre Energie teilweise außerhalb des betrachteten Volumens und durch Bremsstrahlung an ihre weitere Umgebung abgeben können [15]. Die Erzeugungsrate der Sekundärteilchen und somit auch die insgesamt freigesetzte Bewegungsenergie sind abhängig von den Eigenschaften des bestrahlten Materials, weil davon auch die Bindungsenergie der geladenen Sekundärteilchen (Hüllenelektronen, Protonen) abhängig ist.

Die Kerma kann ebenso über die Teilchenfluenz der ungeladenen Teilchen mit der Energie E in einem bestimmten Material definiert werden,

$$K = \Phi E \frac{\mu_{tr}}{\rho} = \Psi \frac{\mu_{tr}}{\rho}, \quad (5.4)$$

wobei μ_{tr}/ρ der Massenenergieübertragungskoeffizient des Materials für diese Teilchen ist.

Die **Ionendosis** X (engl. exposure) ergibt sich aus dem Verhältnis von dQ zu dm_a , also dem absoluten Wert der elektrischen Ladung eines Vorzeichens dQ , die durch ionisierende Strahlung mittelbar oder unmittelbar erzeugt wird, wenn die einfallenden Photonen beim Auftreffen auf das Massenelement dm_a Elektronen und Positronen freisetzen oder erzeugen und diese in trockener Luft (Index a für „air“) komplett abgebremst werden [24],

$$X = \frac{dQ}{dm_a} = 1 \left[\frac{C}{kg} \right]. \quad (5.5)$$

Diese Definition folgt aus der ursprünglichen, veralteten Einheit Röntgen [R], mit $1 \text{ R} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$, welche die Strahlungsmenge angibt, die in 1 cm^3 trockener Luft der Dichte $\rho = 1.293 \text{ mg/cm}^3$ eine elektrostatische Ladungseinheit ($3.3362 \cdot 10^{-10} \text{ C}$) an Ladungen eines Vorzeichens erzeugt, was $2.082 \cdot 10^9$ Ionenpaare/ cm^3 in trockener Luft entspricht. Andere Strahlungsprozesse, wodurch Photonen aufgrund der Ionisation in Form von Bremsstrahlung oder Fluoreszenzstrahlung emittiert werden, sind in dQ nicht enthalten. Dieser Umstand spielt jedoch erst bei hohen Energie eine Rolle, somit ist die Ionendosis das Analogon zur Kerma in Luft (engl. air Kerma K_a , siehe Kapitel 8.2).

Die dosimetrische Größe **Cema** C (Converted Energy per Mass) ist der mittlere Energieverlust geladener Teilchen (Elektronen, Protonen, α -Teilchen) durch die Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen pro Massenelement dm eines Mediums, ohne Berücksichtigung der Sekundärelektronen,

$$C = \frac{dE_{\text{el}}}{dm} = 1 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] = 1 [\text{Gy}]. \quad (5.6)$$

Der Unterschied zwischen Kerma und Cema liegt in der Annahme des mittleren Energieverlustes aufgrund der elektronischen Wechselwirkung durch die einfallenden ionisierenden Teilchen, da die Kerma nur jene Energie der geladenen Teilchen betrachten, welche durch indirekt ionisierende Strahlung erzeugt wurden. Beide Größen, Kerma für ungeladene und Cema für geladene ionisierende Teilchen, unter der Bedingung des Sekundärteilchengleichgewichts (siehe Kapitel 8.2), dienen als Approximation für die absorbierte Dosis.

Energiedeposition		
Energiedeposition	$\varepsilon_i = \varepsilon_{\text{in}} - \varepsilon_{\text{out}} + Q$	[J]
Übertragungsenergie	$\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i$	[J]
Lineare Energiedichte	$y = \frac{\varepsilon_s}{l}$	$[\text{J m}^{-1}] = [\text{keV } (\mu\text{m})^{-1}]$
Spezifische Energie	$z = \frac{\varepsilon}{m}$	$[\text{J kg}^{-1}] = [\text{Gy}]$
Absorbierte Dosis	$D = \frac{d\varepsilon}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{d\varepsilon}{dV}$	$[\text{J kg}^{-1}] = [\text{Gy}]$
Absorbierte Dosisleistung	$\dot{D} = \frac{dD}{dt}$	$[\text{J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}] = [\text{Gy s}^{-1}]$

Tab. 5.5: Dosimetrische Größen zur Beschreibung der Energiedeposition im Medium [24].

Die **Energiedeposition** ε_i [24] bei einer einzelnen Wechselwirkung i ist definiert als

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{\text{in}} - \varepsilon_{\text{out}} + Q = 1[\text{J}]. \quad (5.7)$$

Sie setzt sich zusammen aus der Energie ε_{in} der einfallenden ionisierenden Teilchen inklusive der Restenergie, der Energie ε_{out} aller aus den Wechselwirkungen hervorgehenden geladenen und ungeladenen Teilchen exklusive der Restenergie und dem

Faktor Q . Dieser beschreibt die Änderung in der Restenergie der Kerne und der anderen Elementarteilchen, welche an den Wechselwirkungen beteiligt sind ($Q > 0$ Abnahme der Restenergie, $Q < 0$ Zunahme der Restenergie).

Daraus ergibt sich die **Übertragungsenergie** ε als die Summe aller Energiedepositionen im Material in einem vorgegebenen Volumen,

$$\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i. \quad (5.8)$$

Die **Lineare Energiedichte** y (engl. lineal energy) [24] ist das Verhältnis von der, bei einem einzelnen Wechselwirkungsprozess auf ein bestrahltes Volumen übertragenen Energie ε_s , zur mittleren Sehnslänge $\bar{l}$ des bestrahlten Volumens,

$$y = \frac{\varepsilon_s}{\bar{l}} = 1.602 \cdot 10^{-10} \left[\frac{\text{J}}{\text{m}} \right] = 1 \left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \right]. \quad (5.9)$$

Mit dieser lokalen Zuordnung können individuelle Energieüberträge in mikroskopischen Volumina bestimmt werden. Mit diesem stochastischen Maß ist es der Mikrodosimetrie möglich, auch Aussagen über die Energiedepositionen in kleinen Volumina, wie beispielsweise einer biologischen Zelle, zu treffen [15]. Für eine makroskopische Bewertung der Energieabgabe in einem Volumen wird die nicht-stochastische Größe LET verwendet, wodurch nur gemittelte Angaben für die im Volumen stattfindenden Energiedepositionen gemacht werden.

Die **Spezifische Energie** z ist das zur Linearen Energiedichte y zugehörige Dosismaß,

$$z = \frac{\varepsilon}{m} = 1 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] = 1 [\text{Gy}], \quad (5.10)$$

die ebenfalls einen stochastischen Charakter besitzt [24], wodurch sie bei wiederholten Messungen in einer kleinen Masse m durch eine Verteilungsfunktion beschrieben werden kann. ε ist wiederum die, bei einem einzelnen Wechselwirkungsprozess auf ein bestrahltes Volumen der Masse m , übertragene Energie. Mit wachsendem m nehmen die statistischen Schwankungen der spezifischen Energie z ab [15]. Dadurch nähert sich der Wert von z für hohe Dosisleistungen, also für hohe Wechselwirkungsdichten, der makroskopischen Energiedosis D an, deren Wert sich aus dem Mittelwert der Verteilung $\bar{z}$ bei unendlich vielen Messungen bei verschwindend kleiner Masse ergeben würde,

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{z}. \quad (5.11)$$

Die **absorbierte Dosis** oder **Energiedosis** D [24] ist definiert als die mittlere, bei einer Bestrahlung mit ionisierender Strahlung von Materie absorbierten Energie $\bar{\varepsilon}$ pro Volumenelement der Masse m ,

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{\varepsilon}}{dV} = 1 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] = 1 [\text{Gy}]. \quad (5.12)$$

Die **absorbierte Dosisleistung** oder **Energiedosisleistung** $\dot{D}$ ergibt sich dann zu

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = 1 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{s}} \right] = 1 \left[\frac{\text{Gy}}{\text{s}} \right]. \quad (5.13)$$

Für die praktische Anwendung, vor allem in der Personendosimetrie, wird für die Abschätzung der Dosis durch eine Strahlenexposition noch eine weitere operationelle Größe benötigt, die **Äquivalentdosis** H (engl. dose equivalent). Sie ist definiert als das Produkt aus absorbierter Dosis D an einem bestimmten Punkt im menschlichen Gewebe und dem Qualitätsfaktor Q für eine bestimmte Strahlungsart an jenem Punkt [25],

$$H = Q \cdot D = 1 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] = 1 [\text{Sv}]. \quad (5.14)$$

Auch hier ist die SI-Einheit J/kg, jedoch wurde zur Unterscheidung von der Einheit für die absorbierte Dosis D oder für die Kerma K der Einheitenname Sievert (Sv) eingeführt.

Der **Qualitätsfaktor** $Q(L)$ ist eine Funktion des unbeschränkten LET in Wasser $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$ und kennzeichnet die biologische Wirksamkeit einer Strahlungsart auf der Grundlage der Ionisationsdichte entlang ihrer Teilchenspur im Gewebe. Die Qualitätsfaktoren werden nach den von der IRCP und IRCU festgelegten Beziehung zwischen L_{∞} in Wasser und dem Wertebereich von $Q(L)$ verwendet (siehe Tabelle 5.6, [25]).

Qualitätsfaktor $Q(L)$	$\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$
1	$L < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$
$0.32 \cdot L - 2.2$	$10 \leq L \leq 100 \text{ keV}/\mu\text{m}$
$300 \cdot L^{-1/2}$	$L > 100 \text{ keV}/\mu\text{m}$

Tab. 5.6: Zusammenhang von $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$ und dem Wertebereich des Qualitätsfaktors $Q(L)$ [25].

Beim Übergang zu den Strahlenschutzgrößen wird der Qualitätsfaktor in den Organdosen durch die **Strahlungs-Wichtungsfaktoren** w_R ersetzt (siehe Kapitel 5.4).

Weitere operationelle Äquivalentgrößen, ausgehend von der Äquivalentdosis H , sind der Vollständigkeit halber in Tabelle 5.7 angeführt, auf die hier jedoch nicht weiter eingegangen wird. Sie kommen je nach dosimetrischen Anforderungen und Randbedingungen zum Einsatz.

Äquivalentdosen H in [Sv]		
Äquivalentdosis	H	mit Qualitätsfaktor $Q(L_\infty \text{H}_2\text{O})$
Ortsdosen	$H^*(d)$	Umgebungs-Äquivalentdosis
	$H(d, \vec{\Omega})$	Richtungs-Äquivalentdosis
Personendosen	$H_p(10)$	Personen-Äquivalentdosis für durchdringende Strahlung (= Äquivalentdosis $H_p(d)$ in der Tiefe d unter der Körperoberfläche)
	$H_p(0.07)$	Personen-Äquivalentdosis für Strahlung geringer Eindringtiefe

Tab. 5.7: Äquivalentdosisgrößen für die Orts- und Personendosimetrie [25].

5.4 Strahlenschutzgrößen

Unter **Strahlenschutz** versteht man alle möglichen Voraussetzungen und Maßnahmen, um den Schutz eines Menschen vor den schädigenden Wirkungen der ionisierenden Strahlung bestmöglich zu gewährleisten [15]. Die **Abschätzung des Strahlenrisikos** soll jene Wahrscheinlichkeit erfassen, mit der eine nachteilige Wirkung für Mensch, Tier oder Materie durch die Strahlenexposition in einem bestimmten Zeitraum eintritt. Für die Beurteilung des Strahlenrisikos wird zwischen zwei Arten der Strahlenwirkung unterschieden [25]:

1. **Stochastische Strahlenwirkungen** sind jene biologischen Effekte, die eine dosisabhängige Eintrittswahrscheinlichkeit ohne einen Schwellendosiswert haben (z.B. Induktion von Tumoren, Kanzerogenese, genetische Strahlenschäden).
2. **Deterministische Strahlenschäden** sind allgemeine und lokale Strahleneffekte, deren Schweregrad dosisabhängig ist und erst ab einer bestimmten Schwellendosis eintreten (z.B. Zellenschädigung, Strahlenkrankheit, Strahlentod).

Mit Hilfe der **Strahlenschutzgrößen** (Tabelle 5.8) werden Expositionsgrenzwerte festgelegt, um sicherzustellen, dass die stochastischen Strahlenwirkungen unterhalb eines akzeptablen Wertes bleiben [25]. Die Aufgabe der Dosimetrie ist es, die als Folge einer Bestrahlung auftretende Strahlenwirkung soweit als möglich aus den physikalischen Größen des Strahlungsfeldes zu bestimmen.

Strahlenschutzgrößen		
Organ-Äquivalentdosis	$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$	$[\text{J kg}^{-1}] = [\text{Sv}]$
Effektive Dosis	$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \cdot \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$	$[\text{J kg}^{-1}] = [\text{Sv}]$

Tab. 5.8: Definition der Strahlenschutzgrößen [25].

Die **Organ-Äquivalentdosis** H_T (engl. organ equivalent dose) gibt die absorbierte Dosis in einem Gewebe oder einem Organ T, in Abhängigkeit der Strahlenqualität R an. Dazu wird die mittlere Energiedosis $D_{T,R}$ durch eine Strahlung R im Gewebe oder Organ T multipliziert mit einem Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R (engl. radiation weighting factor),

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} = 1 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] = 1 [\text{Sv}]. \quad (5.15)$$

Durch den dimensionslosen **Strahlungs-Wichtungsfaktor** w_R (Tabelle 5.9) wird die unterschiedliche biologische Wirksamkeit der Strahlungsarten in Abhängigkeit des LET berücksichtigt.

Teilchenart	Strahlungs-Wichtungsfaktoren w_R	
Photonen	γ	1
Elektronen	e^-, e^+, μ	1
Neutronen	$E < 10 \text{ keV}$	5
	10 - 100 keV	10
	0.1 - 2 MeV	20
	2 - 20 MeV	10
	$E > 20 \text{ MeV}$	5
Protonen	$E > 2 \text{ MeV}$	5
α , Schwerionen, Spaltfragmente		20

Tab. 5.9: Definition der Strahlungs-Wichtungsfaktoren nach ICRP-103 [25].

Die **Effektive Dosis** E (engl. effective dose) ergibt sich aus der Summe der Organ-dosen H_T , gewichtet mit den Gewebe-Wichtungsfaktoren w_T (engl. tissue weighting factor) [25],

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \cdot \sum_R w_R \cdot D_{T,R} = 1 \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] = 1 [\text{Sv}]. \quad (5.16)$$

Die Summe erstreckt sich über die Referenzorgane und dem Gewebe (T) im menschlichen Körper. Die Wichtung der Organdosis mit den Faktoren w_T gibt den relativen Beitrag einzelner Organe und Gewebe zu den gesamten, bei homogener Bestrahlung

des Körpers, durch stochastische Strahleneffekte verursachten Strahlenschäden, wobei gilt $\sum_T w_T = 1$. In Tabelle 5.10 sind die w_T -Werte für Organe und Gewebe angeführt, die von der ICRP 2007 veröffentlicht wurden.

Organe und Gewebe	Gewebe-Wichtungsfaktoren w_T	
Rotes Knochenmark, Dickdarm, Lunge, Magen, Brust	0.12	gesamt: 0.72
Keimdrüsen	0.08	gesamt: 0.08
Blase, Speiseröhre, Leber, Schilddrüse	0.04	gesamt: 0.16
Knochenoberfläche, Gehirn, Speicheldrüsen, Haut	0.01	gesamt: 0.04
Übrige Organe und Gewebe: Obere Atemwege, Nebennieren, Gallenblase, Herz, Nieren, Lymphknoten, Muskelgewebe, Mundschleimhaut, Bauchspeicheldrüse, Dünndarm, Milz, Thymus, Gebärmutter/Gebärmutterhals bzw. Prostata	0.12	gesamt: 0.12
$\sum_T w_T = 1$		

Tab. 5.10: Empfohlene Gewebe-Wichtungsfaktoren nach ICRP-103 [25].

6 Thermolumineszenz-Dosimetrie

Es gibt eine Reihe von Strahlungseffekten in anorganischen und organischen Festkörpern und auch Flüssigkeiten, bei denen auf verschiedene Weise Strahlungsenergie auf einen Absorber übertragen und gespeichert wird. Bei vielen Substanzen ist die Wechselwirkung mit einem ionisierenden Strahlungsfeld mit prompter oder verzögerter Lichtemission verbunden. Die wichtigsten Vertreter für Strahlungsdetektoren mit prompter Lichtemission sind die Szintillatoren. Für die Substanzen mit verzögerter, induzierter Lichtemission stellen die Thermolumineszenzdetektoren die wichtigsten Vertreter dieser Strahlungsdetektoren dar.

Wenn ionisierende Strahlung auf einen Festkörper trifft, wird ein Teil ihrer Energie absorbiert und zu einem späteren Zeitpunkt mit einer längeren Wellenlänge wieder emittiert (Stokesches Gesetz³) [26]. Die Wellenlänge des emittierten Lichts ist charakteristisch für das absorbierende Medium, hier ein lumineszenzfähiges Material, und nicht für die einfallende Strahlung. Die meisten Phänomene in der Lumineszenz treten in Zusammenhang mit der Emission im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts auf, aber auch andere Wellenlängenbereiche, wie UV-Strahlung oder Infrarotstrahlung, können emittiert werden.

Diese Emission von Licht nach der Absorption von Strahlung findet in einem bestimmten, charakteristischen Zeitraum τ_c statt, welcher der Lebensdauer eines angeregten Zustandes entspricht. Von diesem Parameter ist die Klassifizierung von zwei unterschiedlichen Lumineszenzprozessen abhängig:

1. **Fluoreszenz**, die innerhalb von $\tau_c \leq 10^{-8}$ s auftritt.
Die Fluoreszenz ist somit ein spontaner Prozess, bei dem die Emission unmittelbar nach Absorption der Strahlung stattfindet.
2. **Phosphoreszenz**, die bei $\tau_c \geq 10^{-8}$ s auftritt.
Die Phosphoreszenz hingegen ist charakterisiert durch die Verzögerung der Emission von Licht nach der Absorption der Strahlung und die bei einer Zeit $t_{\max}$ ihre volle Intensität erreicht. Die Phosphoreszenz kann wiederum in zwei Gruppen unterteilt werden. Nämlich für die Zeiten $\tau_c \leq 10^{-4}$ s und $\tau_c \geq 10^{-4}$. In den Bereich der langen Lebensdauern der Phosphoreszenz fällt die Thermolumineszenz-Dosimetrie, der sich zwischen Minuten und einigen Millionen Jahren abspielen kann ($\min < \tau_c < 4.6 \cdot 10^9$ y).

Allerdings ist diese Klassifizierung eine rein phänomenologische Einteilung, die sich aus der Beobachtung entsprechender Systeme ergibt und nicht auf physikalischen Prinzipien beruht.

³Verschiebung der Wellenlängen bzw. der Frequenzen von elektromagnetischer Strahlung zwischen Absorption und Emission.

6.1 Lumineszenzverfahren und das Bändermodell

Der Vorgang der Lumineszenzemission wird anhand des **Bändermodells** beschrieben (siehe Abbildung 6.1). So wird die Energie der einfallenden Strahlung auf ein Elektron im Festkörper übertragen, wodurch die Elektronen vom Grundzustand g in einen energetisch höheren Zustand e angeregt werden. Die Emission von Lumineszenz in Form eines Photons findet statt, wenn ein angeregtes Elektron in den Grundzustand zurückkehrt.

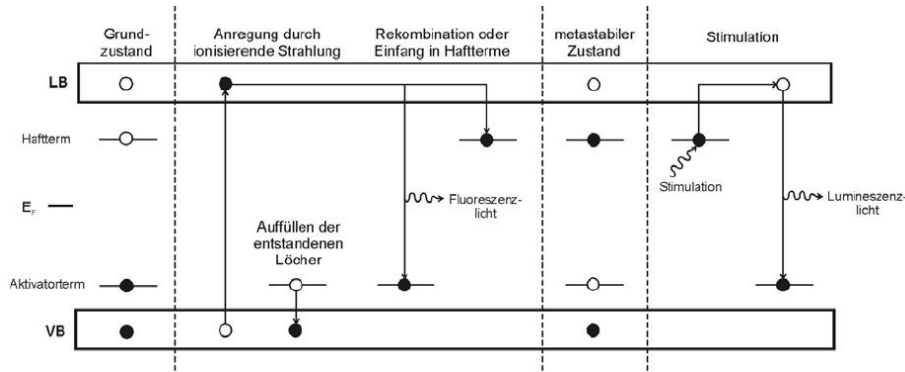


Abb. 6.1: Das Bändermodell zur Beschreibung der Lumineszenzemission (Quelle: A. Jahn, IKTP AG Strahlungsphysik, 2011, TU Dresden).

Die Lebensdauer eines solchen Zustandes ist im Fall von Fluoreszenz im Normalfall unter 10^{-8} s und ist temperaturunabhängig [26]. Wird nun das Bändermodell bzw. der Festkörper durch metastabile Energieniveaus innerhalb der verbotenen Zone modifiziert, so entsteht ein Zustand m , der als Elektronenfalle, den sogenannten Traps oder Haftstellen, fungiert. Ein angeregtes Elektron kann in diesem Fall vom Grundzustand g in den metastabilen Zustand m gelangen, in dem es so lange verweilt, bis es genügend Energie erhält, um von diesem Zustand m in den Zustand e zu kommen, von dem es wiederum durch Emission eines Photons in den Grundzustand g zurückkehren kann. Somit ist die Zeitverzögerung der Phosphoreszenz begründet durch die Aufenthaltsdauer des Elektrons im metastabilen Zustand m . Die Aufenthaltsdauer τ des Elektrons im Zustand m lässt sich thermodynamisch mit der Gleichung

$$\tau = \frac{1}{s} \cdot \exp \left\{ \frac{\Delta E}{k_B T} \right\} \quad (6.1)$$

berechnen, wobei der Sprungfaktor oder auch Frequenzfaktor s eine zur Gitterschwingung zugeordnete Konstante ist, ΔE die Energiedifferenz zwischen den Zuständen m und e , T die Temperatur und k_B die Boltzmann-Konstante ist. Daraus folgt, dass der Prozess der Phosphoreszenz exponentiell von der Temperatur abhängt. Gleichung (6.1) kann auch angeschrieben werden als

$$p = s \cdot \exp \left\{ -\frac{\Delta E}{k_B T} \right\}, \quad (6.2)$$

wobei p die Wahrscheinlichkeit für das Anheben der in den Traps gefangenen Elektronen in das Leitungsband ist, s wiederum der Sprungfaktor und ΔE die Tiefe der Traps ist.

Es gibt verschiedene **Lumineszenzverfahren**, je nach Art der vorangegangenen Energiezufuhr, um die sich in den Traps befindlichen Elektronen anzuregen. Neben der Thermolumineszenz (Energiezufuhr durch Wärme), gibt es noch die Radiolumineszenz (ionisierende Strahlung), die Photolumineszenz (optische Strahlung im UV-Bereich), die Tribolumineszenz (mechanische Energiezufuhr z.B. durch Reibung), Chemilumineszenz (Änderung des chemischen Energiezustandes) und die Kathodolumineszenz (Untergruppe der Radiolumineszenz) [15].

Thermolumineszenz (TL) ist die Lichtemission eines elektrischen Isolators oder eines Halbleiters durch Wärmezufuhr. Die besondere Charakteristik der Isolatoren und Halbleiter machen eben diesen Effekt möglich, da sie Substanzen mit leerem Leitungsband und einer Energielücke ΔE zum Valenzband sind, die von Elektronen im Regelfall (also bei Raumtemperatur ohne jeglicher Art von Anregung) nicht überwunden wird. Halbleiter besitzen eine schmalere Energielücke ΔE , wodurch bereits eine bestimmte Zahl von Elektronen durch eine geringere, thermische Anregung in das Leitungsband gelangen kann. Die Breite der Energielücke beträgt bei Isolatoren zwischen 2 und 6 eV, und bei Halbleitern typischerweise zwischen 0.2 und 2 eV. Die Grenze zwischen Halbleiter und Isolator wird meist etwas willkürlich bei einer Energielücke ΔE um die 3 eV gezogen [26].

Damit Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband überwechseln können, muss also zumindest die Differenzenergie ΔE zur Verfügung stehen. Bei metallischen Kristallgittern liegen Leitungsband und Valenzband teilweise energetisch übereinander, wodurch Elektronen vom Valenzband ohne externe Energiezufuhr ins Leitungsband überwechseln und sich dort frei bewegen. Dadurch sind Metalle nicht lumineszenzfähig.

6.2 Thermolumineszenz-Phosphore

Das grundlegende Prinzip thermolumineszenzfähiger Kristalle beruht darauf, dass die Energie der einfallenden ionisierenden Strahlung in **kristallographischen Punktdéfekten der TL-Phosphore** gespeichert werden kann. Die thermische Stimulation (Aufheizen) eines Isolators oder Halbleiters bewirkt die Lichtemission nach vorheriger Absorption der ionisierenden Strahlung [1].

Defekte in der Kristallstruktur kann man prinzipiell nach der Dimensionalität des Defekts in vier Klassen unterscheiden, die in „nulldimensionalen“ bis zu „dreidimensionalen“ Defekten unterteilt werden. Der gebräuchliche Name für „nulldimensionale“ Gitterdefekte ist **Punktfehler** (engl. point defects), welche in der TL-Dosimetrie von Bedeutung sind. Bei den Punktfehlern kann man unterscheiden zwischen intrinsischen atomaren Defekten (z.B. Leerstellen), die aus einem gegebenen realen Kristall heraus ohne Einwirkung von außen bereits vorhanden sind, und extrinsischen

atomaren Defekten, die durch eine Einwirkung von außen in die Kristallstruktur eingebracht wurden (z.B. Dotierung). Durch einen Einbau von Ionen, Elektronen oder Entnahme von Elektronen sind die Defekte mit einer Änderung der Elektronenstruktur verbunden, wodurch sich die elektrische Leitfähigkeit von Isolatoren oder Halbleitern auch ändern kann.

Die Energiespeicherung in TL-Phosphoren basiert auf sechs unterschiedlichen Gitterdefekten:

1. **Leerstellen, Schottky-Defekte** (engl. vacancies):
Der Schottky-Defekt ist der einfachste Punktdefekt, wobei hier im regulären Kristallgitter ein Atom fehlt, sodass die Stelle mit einer Leerstelle (Loch) besetzt ist.
2. **Zwischengitteratome, Anti-Schottky-Defekte** (engl. interstitials):
Beim Anti-Schottky-Defekt befindet sich ein zusätzliches Atom an einem Zwischengitterplatz in der Kristallstruktur.
3. **Frenkel-Defekte** (engl. Frenkel defects, vacancy-interstitial pair):
Treten eine Leerstelle und ein Zwischengitteratom gekoppelt auf, so entsteht ein Frenkel-Defekt. Ein Atom verlässt seinen regulären Platz im Kristallgitter und wandert auf einen Zwischengitterplatz, wodurch zusätzlich die Leerstelle entsteht. Ein Spezialfall des Frenkel-Defekts sind sogenannte Farbzentren.
4. **Dotierungen** (engl. impurities, substitutional defects):
Bei einer bewussten Verunreinigung einer Kristallstruktur wird ein Atom an einer regulären Gitterstelle durch das Einbringen eines Fremdatoms ersetzt. Man spricht von einer Dotierung bzw. einem substitutionellen Defekt. Man bezeichnet diesen Defekt als Verunreinigung, da die eingebrachten Fremdatome nicht überall im Kristall vorkommen.
5. **Farbzentren, F-Zentren** (engl. colour centres):
Zeigen Punktdefekte charakteristische spektroskopische Eigenschaften, so spricht man von Farbzentren. Diese sind Leerstellen in Ionenkristallen, an denen Anionen fehlen. Damit die elektrische Ladungsneutralität gewährleistet ist, wird die Ladung der fehlenden Anionen durch die Besetzung der Leerstelle von einem oder mehreren Elektronen ausgeglichen. Die Elektronen eines solchen Farbzentrums können elektromagnetische Strahlung im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts absorbieren, was zu einer Verfärbung des Kristalls führt. Die Elektronen besitzen in dieser Position bestimmte Energiezustände, die sich spektroskopisch durch eine Absorptionsbande auszeichnen. Im Fall eines F-Zentrums ist dies eine F-Bande, die z.B. für NaCl bei einer Wellenlänge von 465 nm liegt.
6. **Fluoreszenz-Zentren** (engl. radiation-induced defects):
Hier entstehen strahleninduzierte Fehler im Kristallgitter, die Fluoreszenz-Zentren genannt werden.

In Abbildung 6.2 sind die wichtigsten Gitterdefekte für die Speicherung der Energie im Kristallgitter bei Bestrahlung mit ionisierender Strahlung graphisch dargestellt:

- Anionen-Leerstelle **a**,
- Zwischengitter-Anion **b**,
- F-Zentrum **c** und
- Einbau eines Fremdatoms **d**.

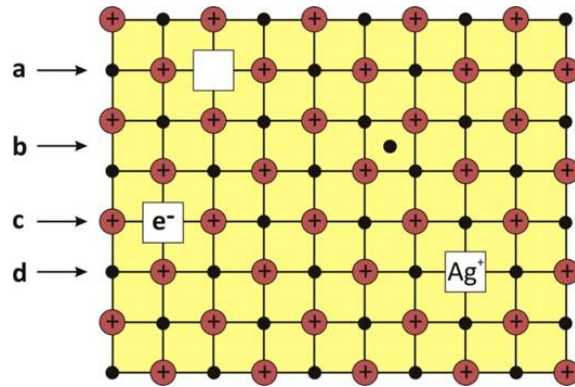


Abb. 6.2: Kristallografische Punktdefekte der TL-Phosphore.

6.3 Die Glowkurvenstruktur

Aus Gleichung (6.1) ist ersichtlich, dass die mittlere Lebensdauer τ exponentiell abhängig von der Temperatur T ist [26]. Für Phosphoreszenz müssen die Werte von ΔE und T_0 so gewählt sein, dass τ sehr klein ist. Wenn nun die Haftstelle der Elektronen im Zustand m tief genug liegt, sodass gilt $\Delta E \gg k_B T_0$, dann ergibt sich eine große Lebensdauer τ . Das bedeutet, dass die Elektronen auf unbestimmte Zeit in den Haftstellen verweilen können, solange es keine externe Energiezufuhr gibt, oder aber die Rate $dn/dt = -n/\tau$, mit der die Elektronen freigesetzt werden, sehr gering ist. Die Folge davon ist, dass Lumineszenz nicht für Temperaturen von T_0 oder darunter beobachtet wird. Diese Abhängigkeit von der Temperatur kommt nun in der Auswertung und Analyse der Lumineszenz-Verfahren zu tragen.

Die konventionelle Darstellungsweise von Thermolumineszenz-Daten ist die Lumineszenz-Intensität als Funktion der Temperatur $I(T)$. In der daraus resultierenden **Glowkurve** treten an bestimmten Temperaturen Intensitätsmaxima (Peaks) auf, deren Höhe mit der Trap-Tiefe zusammenhängt (siehe Abbildung 6.1 und 6.3). Diese Glowkurve weist in der Regel mehrere Maxima auf, da die Traps verschiedene Energieniveaus besitzen, die ganz bestimmten Temperaturwerten entsprechen. Die Peaks, welche die unterschiedlichen Haftstellen in Abhängigkeit ihrer Energie anzeigen, werden in bestimmten Temperaturbereichen hervorgerufen, im Allgemeinen im höheren Temperaturbereich, umso größer die Energie ΔE bzw. die Trap-Tiefe ist. Die Fläche unter jedem Peak steht im Zusammenhang mit der Zahl der gefüllten Haftstellen. Die emittierte Lichtintensität ist proportional zu der Energie, die ursprünglich zum Sprung der Elektronen in das Leitungsband geführt

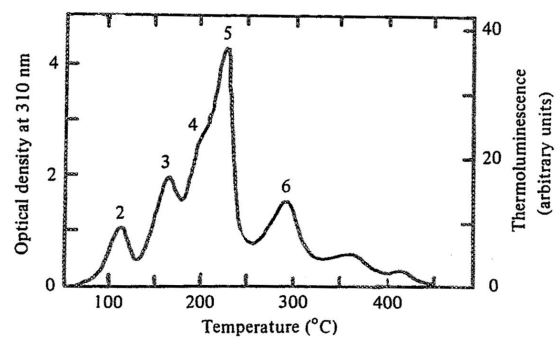


Abb. 6.3: Schematische Darstellung der Maxima einer Glowkurvenstruktur für LiF-Detektoren [26].

hat. Diese Energie ist demnach identisch mit der Energiedosis der auf den Kristall eingestrahlten ionisierenden Strahlung.

Für die Ermittlung des Dosiswertes werden die bestrahlten Kristalle in einem Aufheizzyklus auf einige hundert Grad Celsius (400°C - 480°C) ausgeheizt, um auf diese Weise alle Haftstellen zu leeren. Das Heizprofil kann je nach Detektormaterial und den dosimetrischen Randbedingungen bzw. Anforderungen variieren. Zur Darstellung der Intensität der Thermolumineszenz-Emission $I(t)$ kann man folgende vereinfachte Überlegung als Grundlage nehmen,

$$I(t) = -\frac{dn}{dt} = \frac{n^2 \cdot p}{n} = n \cdot p = n \cdot s \cdot \exp \left\{ -\frac{\Delta E}{k_B T} \right\}, \quad (6.3)$$

mit der Konzentration n der noch von den Elektronen besetzten Haftstellen [27].

Je tiefer die Traps liegen, umso höher ist die Temperatur, bei der das Maximum in der Glowkurve auftritt. Einige können schon bei Temperaturen um 25°C liegen, was bedeutet, dass sich ein Teil der Haftstellen schon bei Zimmertemperatur entleeren kann. Dieser mögliche Informationsverlust von der Energiespeicherung in Abhängigkeit von der Temperatur und der Zeit, also der Verlust an der TL-Ausbeute mit der Zeit, wird als **Fading** bezeichnet. Bei TL-Phosphoren wie LiF oder CaF₂ ist das Ausmaß des Fadings auch bei Langzeit-Experimenten und bei relativ hohen Temperaturschwankungen so gering, dass es keine messbaren Auswirkungen auf die Messergebnisse hat [3].

Eine erste **Formulierung der Thermolumineszenz-Theorie** gelang Randall und Wilkins (1945) mit der **Kinetik 1. Ordnung** [27]. Sie ist die Beschreibung der temperaturabhängigen Thermolumineszenz-Kurve,

$$I(T) = n_0 s \cdot \exp \left\{ -\frac{\Delta E}{k_B T} \right\} \cdot \exp \left\{ -\frac{s}{\beta} \right\} \int_{T_0}^T \exp \left\{ -\frac{\Delta E}{k_B T} \right\} dT, \quad (6.4)$$

mit der Zahl der im Zustand m befindlichen Elektronen n_0 bei der Temperatur T_0 (= Anfangstemperatur) und allen wichtigen Parametern, wie dem Sprungfaktor s , die Aktivierungsenergie ΔE und der Aufheizrate $\beta = dT/dt$ [26].

Die zweite Grundbeschreibung folgte von Garlick und Gibson (1948). Bei der **Kinetik 2. Ordnung** wurde die Annahme gemacht, dass auch der Rückeinfang des Elektrons in eine Haftstelle möglich ist [27]. Dieser Sachverhalt wurde von Randall und Wilkins vernachlässigt, da er als eher unwahrscheinlich betrachtet wurde. Somit lautet die Kinetik 2. Ordnung

$$I(T) = \frac{n_0 s}{N} \cdot \exp \left\{ -\frac{\Delta E}{k_B T} \right\} \left[1 + \left(\frac{n_0 s}{N \beta} \right) \cdot \int_{T_0}^T \exp \left\{ -\frac{\Delta E}{k_B T} \right\} dT \right]^2, \quad (6.5)$$

wobei N die Anzahl der verfügbaren Traps ist. Mit den beiden Gleichungen (6.4) und (6.5), die eine Beschreibung der Glowkurvenstruktur darstellen, ist es möglich aus den experimentell aufgenommen Thermolumineszenz-Kurven die Größen ΔE und s zu bestimmen.

Durch den direkten Zusammenhang zwischen absorbierter Energie der einfallenden ionisierenden Strahlung und den Intensitätshöhen in der aufgenommenen Glowkurve, hat sich die Thermolumineszenz-Dosimetrie mit Phosphor-Kristallen schon seit Jahren auch im Strahlenschutz etabliert. Durch die numerischen Lösungen lässt sich das für einen bestimmten Kristall charakteristische Verhalten der Glowkurvenstruktur berechnen, denn der Anstieg der Intensität in der Glowkurve ist nicht rein linear, sondern weist ebenso supralineare und sublineare Bereiche aufweist (Abbildung 6.4) [26].

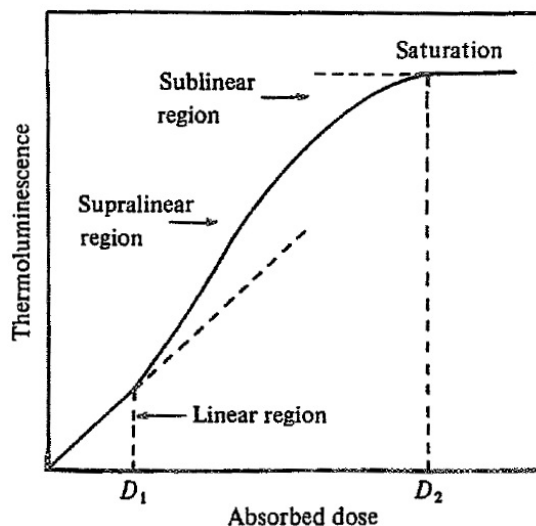


Abb. 6.4: Die linearen, supralinearen und sublinearen Bereiche einer Glowkurve [26].

Um ein besseres Verständnis für die einzelnen Bereiche in der Glowkurvenstruktur zu bekommen, muss das Verhalten der Speicherung der Ladungsträger in den verschiedenen Energieniveaus betrachtet werden, die sich durch zusätzliche Ebenen im Energiebandschema erklären lassen [26]. Betrachtet man zwei Haftstellen A und B, so werden diese während einer Bestrahlung sukzessive aufgefüllt. Bei einem bestimmten Wert der absorbierten Dosis D_1 ist die Haftstelle B vollkommen aufgefüllt, wodurch mehr Elektronen für das Auffüllen der Haftstelle A zur Verfügung stehen. Wird nun die TL-Intensität in Bezug auf die Ladung in der Haftstelle A gegen die absorbierte Dosis aufgenommen, so ist der Anstieg der Kurve bis zum Wert D_1 linear, woraufhin sich die Zählrate erhöht, was ein supralineares Wachstum der TL-Intensität in Abhängigkeit der absorbierten Dosis zur Folge hat. Danach folgt ein sublinearer Bereich in der Glowkurven-Form bis hin zur Sättigung beim Wert D_2 (Abbildung 6.4).

Zur Abschätzung der Linearität der Dosis-Ansprechfunktion wurde der Linearitätsindex $f(D)$ von McKeever und Chen (1994) eingeführt [27],

$$f(D) = \left[\frac{S(D) - S_0}{D} \right] \cdot \left[\frac{S(D_1) - S_0}{D_1} \right]^{-1}. \quad (6.6)$$

In Gleichung (6.6) ist S_0 der Schnittpunkt der aus dem linearen Bereich heraus extrapolierten Geraden mit der TL-Intensitäts-Achse des Graphen, $S(D)$ die TL-Antwortfunktion in Abhängigkeit der absorbierten Dosis D und $S(D_1)$ die TL-

Antwortfunktion in Abhängigkeit von D_1 des linearen Bereiches (Vgl. Abbildung 6.4). Nach dieser Definition ist das Wachstumsverhalten der Glowkurve supralinear für $f(D) > 1$, linear für $f(D) = 1$ und sublinear für $f(D) < 1$.

6.4 LiF:Mg,Ti- und CaF₂:Tm-Detektoren

Wie in Kapitel 2.1 angeführt, wurden für das DOSIS-Experiment drei Typen von TL-Detektoren verwendet. Die Terminologie und das experimentelle Protokoll, welches die wichtigsten Eckdaten über Heizzyklus und Kalibrierung angibt, sind in Tabelle 6.1 angeführt.

Experimentelles Protokoll			
TL-Phosphor:	TLD-300 (CaF ₂ :Tm)	TLD-600 (LiF:Mg,Ti) (angereichert mit ⁶ Li)	TLD-700 (LiF:Mg,Ti) (angereichert mit ⁷ Li)
TL-Auslesegerät:	TL-DAT.II (Thorn EMI 9635 QB)		
Heizrate:	5°C/s		
Vorheizzyklus:	nein		
Abkühlrate:	langsam		
Ausheizzyklus:	400°C, 1 h		
Kalibriermethode:	Einzelchip-Kalibrierung		
Kalibrierquelle:	⁶⁰ Co γ-Quelle, Theratron AKH Wien		

Tab. 6.1: TL-Phosphore und das experimentelle Protokoll für das DOSIS-Experiment.

Die drei verschiedenen Typen der TL-Detektoren eignen sich für die Erfassung des komplexen kosmischen Strahlenfeldes, da sie mitunter unterschiedliches Ansprechvermögen auf die verschiedenen Strahlungsarten aufweisen. Im Folgenden sollen die Eigenschaften dieser Alkalihalogenide besprochen werden [26]. Sie sind farblose, kubisch kristallisierende Feststoffe, bestehend aus einem Alkalimetall (Li, Ca) mit der Halogenwasserstoffsäure Fluor, die mit Mg und Ti beziehungsweise mit Tm dotiert wurden (Vgl. TLD-300, TLD-600 und TLD-700 in Tabelle 6.1).

Thermolumineszenz der LiF:(Mg,Ti)-Detektoren [26]:

Zur Untersuchung der komplexen Form der LiF-Glowkurve wird nicht nur die Art und Funktionsweise der Haftstellen betrachtet, sondern ebenso werden dielektrische Verluste, optische Absorptionen und Elektronenspinresonanzen berücksichtigt. Da diese Art von TL-Detektoren schon längst in der Dosimetrie etabliert sind und die Eigenschaften weitgehendst untersucht und aufgeklärt sind, gibt es mittlerweile schon Standardverfahren, die eine Analyse der LiF-Detektoren leicht zugänglich machen. Das ist u.a. ein Grund, warum diese Kristalle in der Personendosimetrie weit verbreitet sind. Jedoch wird man, wenn man Faktoren hinsichtlich der Peak-Intensitäten und Defektkonzentrationen berücksichtigt und man beachtet,

dass Haftstellen und Rekombinationszentren in enger Verbindung miteinander stehen, mit einer Situation immenser Komplexität konfrontiert, die oft zu sehr unterschiedlichen Interpretationen der experimentellen Messungen führen kann.

Für die Eigenschaften der LiF-Kristalle sind ihre optische Dichte und somit auch die Farbzentren für die Erzeugung von Lumineszenz ausschlaggebend [26]. Es hat sich gezeigt, dass die einzelnen Peaks mit einer Vielzahl von optischen Absorptionsbanden in Beziehung stehen (wie in Abbildung 6.5 dargestellt). So besteht der Zusammenhang zwischen Peak 2 und Peak 3 und der Absorptionsbande bei 380 nm aufgrund der Dotierung mit Magnesium, ebenso wie der Zusammenhang von Peak 4 und Peak 5 mit der Absorptionsbande bei 310 nm. Abbildung 6.6 zeigt ein typisches Absorptionsspektrum von LiF:Mg,Ti. Der Ursprung der 310 nm und der 380 nm Absorptionsbanden liegt nicht nur in den F-Zentren, sondern ebenfalls in der Existenz von Z-Zentren $Z_1 \dots Z_5$. Das dazu gehörige Modell der Z-Zentren sieht den Peak 5 als Konsequenz des Überganges eines Elektrons vom Z_2 -Zentrum zum Z_3 -Zentrum. Die Lumineszenz-Emission kann durch einen vorausgegangenen Mechanismus auftreten, bei dem die freigesetzten Elektronen mit dem V_3 -Zentrum rekombinieren, die wiederum in V_k -Zentren übergegangen sind. Diese V_k -Zentren sind jedoch bei hohen Temperaturen instabil, wodurch sofort die entstehenden Löcher mit den Elektronen an den Titan-Dotierungen rekombinieren, die von den umliegenden F-Zentren an diese Plätze getunnelt sind [26].

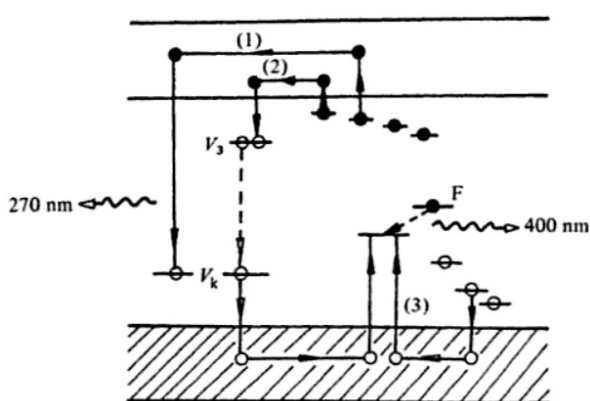


Abb. 6.5: Der Mechanismus der Thermolumineszenz in Kristallen anhand des Bändermodells [26].

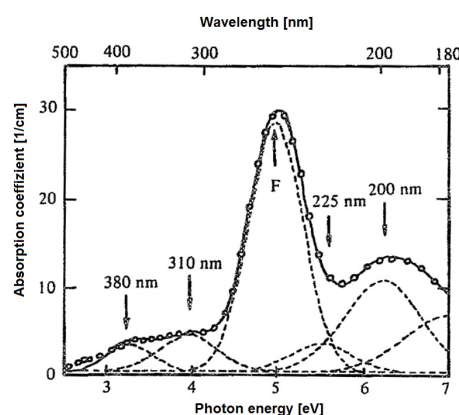


Abb. 6.6: Ein typisches Absorptionsspektrum eines LiF-Detektors [26].

LiF ist nicht nur wegen seinen kristallographischen Eigenschaften ein sehr zweckdienliches Material in der Dosimetrie, auch aufgrund seiner Widerstandsfähigkeit gegenüber Korrosion und Abnutzung. Sie werden als verschiedenste Fabrikate hergestellt. Die hier verwendeten Dosimeter sind Fabrikate der Firma HARSHAW mit den Bezeichnungen TLD-600 und TLD-700 mit unterschiedlicher Anreicherungen von Li-Isotopen (siehe Tabelle 6.1) [1].

Die Hoch-Temperatur-Peaks von LiF weisen in Abhängigkeit der Strahlenqualität besonders nützliche Eigenschaften, deren genaue Analyse bei bestimmten Anwendungen in der Dosimetrie, wie es in der Weltraumdosimetrie der Fall ist, sehr viel Informationen über die Beschaffenheit der Strahlungsfelder beinhalten [26]. Der Peak

im Bereich um die 275°C ist normalerweise für niedrige Dosen und niedrig-LET Bestrahlung im Vergleich zum Hauptpeak der Dosimetrie (Peak 5) nicht stark ausgeprägt. Dieser Sachverhalt kann sich jedoch stark ändern, da die Intensität mit der Zunahme an Dosis bzw. mit höher werdendem LET der auftreffenden Strahlung (z.B. α -Teilchen, Protonen) ebenfalls zunimmt. Diese Eigenschaften treten auch deutlich bei TLD-600 zutage, wenn sie mit thermischen Neutronen bestrahlt werden. Aufgrund des hohen thermischen Neutronen-Wirkungsquerschnittes von ${}^6\text{Li}$ hat die Reaktion ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ eine Erzeugung von α -Teilchen zur Folge. Damit kommt es im Hoch-Temperaturbereich durch die zusätzliche Absorption von α -Teilchen zu einer größeren Ausprägung des Hochtemperatur-Peaks, woraus auf die Absorption von thermischen Neutronen rückgeschlossen werden kann. Die Verfahren zur Bestimmung des Neutronenanteils werden noch in Kapitel 7.6 näher besprochen.

Thermolumineszenz der $\text{CaF}_2\text{:Tm}$ -Detektoren [26]:

Ein wesentlicher Vorteil von CaF_2 -Detektoren ist das natürliche Vorkommen von Calciumfluorid, wodurch solche Detektoren relativ kostengünstig hergestellt werden können. Ein großes Problem bei der Verwendung von natürlichem Fluorit ist jedoch die komplexe Glowkurvenstruktur, weil es meist Spurengehalte von Seltenen Erden aufweist, die durch ionisierende Strahlung ebenfalls ionisiert werden können. Daher hat man die Herstellung von synthetischen CaF_2 , dotiert mit Seltenen Erden wie Tm, eingeführt. Somit können sie auch in der Dosimetrie eingesetzt werden. Die Glowkurvenstrukturen von LiF und CaF_2 haben eine sehr unterschiedliche Form, weshalb unterschiedliche Auswerteverfahren angewendet werden. Auf der anderen Seite haben sie im dosimetrischen Hauptpeak das nahezu gleiche Ansprechvermögen, womit sie sich u.a. auch zum Vergleich bei der absorbierten Dosis untereinander eignen.

7 Dosismessung im kosmischen Strahlungsfeld

Für die Thermolumineszenz-Dosimetrie in gemischten Strahlungsfeldern, wie sie im Weltraum und auch innerhalb eines Raumfahrzeuges oder einer Raumstation herrschen, gibt es im Gegensatz zu der Personendosimetrie auf der Erde noch zusätzliche Herausforderungen an die Messmethoden bzw. die Messverfahren.

Die Dosis-Wirkungs-Beziehung einer HCP-Strahlung ist deutlich verschieden zu der Dosis-Wirkungs-Beziehung von Photonenstrahlung, die für die Kalibrierung der Dosimeter verwendet wird. Die terrestrische Strahlungsbelastung setzt sich aus Photonen- und Betastrahlung beziehungsweise Alphastrahlung mit vergleichsweise geringer Energie zusammen, wohingegen im kosmischen Strahlungsfeld, und das durch Wechselwirkung mit Materie entstehende sekundäre Strahlungsfeld, auch schwere geladene Teilchen höherer Energie enthalten sind (siehe Kapitel 3). Während es praktisch unmöglich ist, jede Information über das Ladungs- und Energiespektrum aller kosmischen Strahlungskomponenten mit einer terrestrischen Strahlungseinrichtung bis ins Detail zu simulieren, hat es sich als sinnvoll erwiesen, die wichtigsten Komponenten an Teilchenbeschleunigern zu untersuchen. Damit konnten die Nachweiseigenschaften der verschiedenen Detektorsysteme genauer erforscht werden. Durch Forschungsprojekte zur Untersuchung der Dosis-Wirkungs-Beziehung, Wirkungsgrad, Ansprechvermögen und LET-Abhängigkeit ist es zum jetzigen Zeitpunkt möglich, das kosmische Strahlungsfeld in einem Ausmaß zu beschreiben, so dass Risikoabschätzungen aus experimentellen Daten als auch aus daraus entwickelten Simulationsprogrammen abgeleitet werden können.

Die wichtigsten Aspekte aus der Weltraumdosimetrie bezüglich Nachweiseigenschaften der Detektormaterialien und der Messmethoden sind Gegenstand dieses Kapitels.

7.1 TL-Ausbeute η in gemischten Strahlungsfeldern

Eine der Nachweiseigenschaften der TLDs ist die Ansprechfunktion oder die TL-Ausbeute η eines TL-Detektors. Betrachtet man die TL-Ausbeute η (engl. efficiency) der unterschiedlichen Materialien der verschiedenen TLDs (TLD-300, TLD-600 und TLD-700), so beobachtet man ein jeweils anderes Ansprechverhalten bei Bestrahlung mit HCPs. Es kommt zu Variationen in der Glowkurvenstruktur, die sich durch spezifische Änderungen der Intensitäten bemerkbar machen, welche sich sowohl in der Form der Hauptpeaks als auch im Hochtemperaturbereich (HTS, High Temperature Structure oder HTE, High Temperature Emission) auswirken. Das ermöglicht bei der Analyse der Glowkurven weitaus mehr Informationen zu gewinnen, also nur die absorbierte Dosis.

Die **intrinsische oder absolute Ausbeute** α eines TL-Phosphors ist definiert als das Verhältnis der mittleren Energie der TL-Emission ε_0 , zu der mittleren

auf das TL-Material durch das Strahlungsfeld übertragenen Energie ε [28],

$$\alpha = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}. \quad (7.1)$$

Da nun aber die Bestimmung der absoluten Effizienz aus dem gemischten Strahlungsfeld sich aufgrund der zahlreichen physikalischen Prozesse als zu komplex erwiesen hat, ist es in der TL-Dosimetrie üblich, sich auf die relative TL-Ausbeute η zu beschränken.

Die **relative TL-Ausbeute** $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ ergibt sich aus dem TL-Signal des zu messenden Strahlungsfeldes pro Dosiseinheit $R_{\text{HCP}}/D_{\text{HCP}}$, in diesem Fall für ein HCP-Strahlungsfeld, und dem Signal einer Referenzstrahlung pro Dosiseinheit R_γ/D_γ . Als Referenzstrahlung wird je nach experimentellem Protokoll entweder eine ^{60}Co - oder ^{137}Cs -Quelle verwendet. Somit gilt

$$\eta_{\text{HCP},\gamma} = \left(\frac{R_{\text{HCP}}}{D_{\text{HCP}}} \right) \cdot \left(\frac{R_\gamma}{D_\gamma} \right)^{-1}. \quad (7.2)$$

Abbildung 7.1 zeigt ein Beispiel für die Veränderungen der Glowkurvenstruktur von TLD-700 Detektoren bei der Bestrahlung mit einer γ -Strahlung und einer HCP-Strahlung für eine absorbierte Dosis von jeweils 50 mGy [28]. Bei der HCP-Strahlung, die eine höhere Ionisationsdichte der Teilchen besitzt, nimmt die TL-Intensität im Peak 5 ab, während im Hochtemperaturbereich eine Zunahme der Peakhöhe registriert wird.

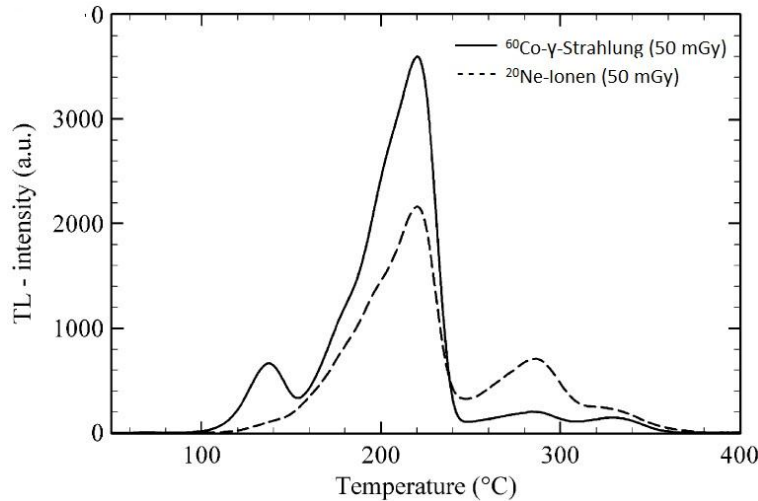


Abb. 7.1: Glowkurve eines TLD-700 bei Bestrahlung mit 50 mGy ^{60}Co - γ -Strahlung und 50 mGy ^{20}Ne -Ionen [28].

Die Ursache für die Änderung der TL-Ausbeute mit ansteigender Ionisationsdichte der Teilchen, also mit ansteigendem LET-Wert der Strahlungsart, liegt im Energiedepositions-Profil schwerer geladener Teilchen. Die Energiedeposition

entlang einer Teilchenspur in einem Material wird genauer durch die Mikrodosimetrie beschrieben [29]. Ein HCP, welches im Material abgebremst wird, verliert seine Energie im Material auch durch die Erzeugung von Sekundärelektronen (δ -Elektronen), die entlang der Teilchenspur durch die Wechselwirkung mit dem Material entstehen [28]. In Abhängig von der Ladung und der Geschwindigkeit der Ionen, können deren Energien und Reichweiten stark variieren. Wenn nun die Dosis-Wirkungs-Beziehung eines TL-Detektors linear-sublinear ist, dann wird ein Teil der Dosis um die HCP-Teilchenspur im sublinearen Bereich und ein Teil im linearen Bereich deponiert. Daraus folgt, dass die TL-Ausbeute für schwere geladenen Teilchen in einem TL-Detektor mit einem linear-sublinearen Ansprechvermögen, wie dies der Fall für LiF:Mg,Cu,P-Detektoren ist, nie den Wert 1 überschreiten. Ist aber die Dosis-Wirkungs-Beziehung für ein Material ein linear-supralinear-sublinearer Verlauf, wie für LiF:Mg,Ti-Detektoren, so wird die Dosis in allen drei Bereichen deponiert und die Werte für den TL-Wirkungsgrad für schwere geladenen Teilchen können $\eta_{\text{HCP},\gamma} > 1$ annehmen.

In den letzten Jahrzehnten wurden sehr viele Experimente mit den verschiedensten Teilchenarten bei unterschiedlich hohen Energien zur Bestimmung der relativen TL-Ausbeute durchgeführt, im Speziellen für die meist verwendeten Detektormaterialien LiF:Mg,Ti, LiF:Mg,Cu,P und CaF₂:Tm. Der Wert der relativen TL-Effizienz ist unter anderem abhängig von der Teilchenart, ihrer Ladung, Energie und ihrem LET, also auch der Ionisationsdichte im Material. Daraus resultierend hängt der Wirkungsgrad eng zusammen mit der Struktur der Energiedeposition der ionisierenden Strahlung, insbesondere mit der räumlichen Verteilung der Ionisation und Anregung durch ionisierende Strahlung entlang ihrer Teilchenbahn. Die Bedeutung des Zusammenhangs zwischen $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ und dem LET der Strahlung wird in Kapitel 7.2 noch genauer behandelt.

In Tabelle 7.1 sind einige Ionenarten, ihre primären Energien, der $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$ und die Reichweite in Wasser angeführt [28], um das Ausmaß des LET-Spektrums unterschiedlicher Teilchenarten zu verdeutlichen. Die Reichweite wurde mittels **SRIM/TRIM⁴ 2006 Monte Carlo Code** (1985, Ziegler *et al.*, siehe <http://www.srim.org>) berechnet. Die TL-Effizienz schwerer geladener Teilchen konnte so aus einer Reihe von Experimenten in Kooperation mit mehreren Forschungsinstituten und Universitäten bestimmt werden [3], die vorwiegend am HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator, Chiba, Japan), aber auch an anderen Forschungseinrichtungen, wie dem NSRL (NASA Space Radiation Laboratory, Brookhaven, USA), NCC (National Cancer Centre, Kashiwa, Japan) und SIS (Schwerionensynchrotron, Darmstadt, Deutschland), durchgeführt wurden. Gemessen wurde jeweils die TL-Ausbeute in Bezug auf ⁶⁰Co- γ -Strahlung für TLD-300, TLD-600 und TLD-700. Die unterschiedlichen monoenergetischen Ionenstrahlen wurden zur Simulation der einzelnen Komponenten der kosmischen Strahlung herangezogen, um so die Nachweiseigenschaften der TLDs für das kosmische Strahlungsfeld genau zu definieren.

⁴SRIM: Stopping and Range of Ions in Solids, von J. F. Ziegler und J. P. Biersack 1985.
TRIM: Transport of Ions in Matter

Ion	Primäre Energie [MeV/u]	LET _{∞H₂O} [keV/μm]	Reichweite in Wasser [mm]
⁴ He ²⁺	150	2.2	156.5
¹² C ⁶⁺	290	12.7	164.5
¹² C ⁶⁺	400	10.7	278.7
¹⁶ O ⁸⁺	400	19.4	205.2
²⁰ Ne ¹⁰⁺	400	30.1	165.2
²⁸ Si ¹⁴⁺	490	54.5	160.8
⁴⁰ Ar ¹⁸⁺	500	92.3	138.8
⁵⁶ Fe ²⁶⁺	500	182.6	98.5
⁸⁴ Kr ³⁶⁺	400	358.7	75.9
¹³² Xe ⁵⁴⁺	290	1051	22.6

Tab. 7.1: Ionenart, Energie, LET und Reichweite einiger HCP-Arten bei den Untersuchungen der TL-Ausbeute als Funktion des LET [28].

7.2 TL-Ausbeute η als Funktion des LET

Die Untersuchungen der **TL-Ausbeute als Funktion des LET** umfassten verschiedenste passive Detektorsysteme, wie sie im Rahmen des Projektes *Proton ICCHIBAN Intercalibration Experiment for Passive Detectors* verwendet wurden. Einer der wichtigsten Gründe dieser Forschung war es, ein umfassendes Datennetz über die TL-Effizienz der passiven Detektorsysteme zu erlangen, um mit diesen Kenntnissen die Bestimmung einer Äquivalentdosis im kosmischen Strahlungsfeld zu ermöglichen [28]. Die relative TL-Ausbeute für verschiedene geladene Teilchen und Energien wurde für die im DOSIS-Experiment verwendeten TLD-Typen (TLD-300, TLD-600, TLD-700) in Beschleunigerexperimenten gemessen. Daraus resultierte ein umfassender Datensatz für die TL-Ausbeute $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ für monoenergetische Ionenstrahlen in Abhängigkeit des LET_{∞H₂O} [3].

Abbildung 7.2 zeigt die experimentell bestimmte relative TL-Ausbeute $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ in Abhängigkeit des LET_{∞H₂O} von TLD-700-Detektoren bei unterschiedlichen Ionenarten und die Verknüpfung der Effizienz von PNTDs im Hoch-LET-Bereich [30]. Durch eine analytische Funktion der Form

$$\eta_{\text{HCP},\gamma} = \eta_0 + a \cdot e^{(-bL)} + c \cdot e^{(-dL)} \quad (7.3)$$

können die Datenpunkte des Graphen in Abbildung 7.2 angepasst werden. In Gleichung (7.3) steht L für den Linearen Energietransfer und die Konstanten besitzen die Werte $\eta_0 = 0.3355$, $a = 0.6065$, $b = 0.0518$, $c = 0.1796$ und $d = 0.0026$.

Die so aufgenommenen Datenpunkte der HCP-TL-Ausbeute $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ in Bezug auf γ -Strahlung als Funktion des LET zeigen ein Verhalten, das eng verbunden ist mit der Dosis-Wirkungs-Beziehung bei hohen Dosen durch γ -Strahlung, welche

im Material eine ähnliche mikroskopische Dosisverteilung wie dichtungisierende Teilchen bei geringen Dosen produzieren.

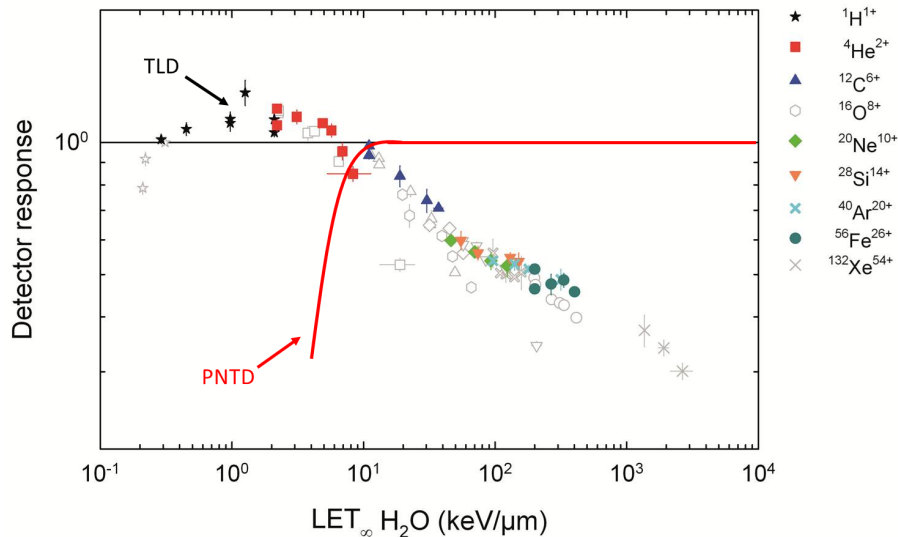


Abb. 7.2: Die relative TL-Ausbeute $\eta_{HCP,\gamma}$ in Abhängigkeit des $LET_{\infty H_2O}$ von TLD-700-Detektoren bei unterschiedlichen Ionenarten [30].

Besondere Beachtung muss der Bestrahlung mit Protonen von einigen 10 MeV gewidmet werden, da es hier zu einer Art Überempfindlichkeit im Ansprechverhalten kommt. Begründet ist dies in einem beachtlichen Anteil der lokalen absorbierten Dosis entlang der Protonenbahn im Medium, die im supralinearen Bereich der Dosis-Wirkungs-Beziehung von γ -Strahlung liegt. In ähnlicher Weise ist das abrupte Abfallen der TL-Effizienz für LET-Werte mit $L > 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ im sublinearen Bereich der Dosis-Wirkungs-Beziehung von γ -Strahlung zu erklären, was einem Sättigungsbereich gleichkommt.

Für das DOSIS-Experiment wurde aufgrund der charakteristischen $\eta_{HCP,\gamma}$ der jeweiligen Detektorsysteme eine Kombination aus Thermolumineszenz-Detektoren (TLDs) und Kernspurdetektoren (PNTDs) gewählt. Während die TLDs eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit im Bereich für $L < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ haben, sind die PNTDs aufgrund ihrer hohen Effizienz im Bereich für $L > 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ eine Ergänzung für die TLD-Messungen. Somit wird durch die Verbindung dieser beiden Detektorsysteme das gesamte LET-Spektrum von gemischten Strahlungsfeldern abgedeckt. Damit ist der Beitrag der gemessenen Dosis aus dem Hoch-LET Bereich bei der Ermittlung der Äquivalentdosis bei der Messung der kosmischen Strahlung mit TLDs berechenbar. Für diese Korrektur der absorbierten TL-Dosis mit Hilfe des Wirkungsgrades $\eta_{HCP,\gamma}$ wird eine Überbewertung oder eine Unterschätzung der Äquivalentdosis aus den experimentellen Daten vermieden.

Bei der Analyse der **Glowkurvenstrukturen der Dosimeter vom Typ TLD-600 und TLD-700** zeigt sich, dass die Peak 5-TL-Ausbeute unabhängig von der Anreicherung an Lithiumisotopen ^6Li und ^7Li ist. Sie weisen die gleiche Struktur

auf, sofern kein Neutronenanteil bei der Bestrahlung vorhanden ist (Abbildung 7.3). Auch hieraus kann geschlossen werden, dass die Peak 5-TL-Effizienz nicht nur allein vom LET abhängig ist, sondern auch von der Teilchenart, was impliziert, dass für den gleichen LET für verschiedene Teilchen eine unterschiedliche TL-Ausbeute gemessen wird. Das ergibt sich aus der Tatsache, dass für den gleichen LET-Wert die Geschwindigkeit eines Teilchens mit höherer Ladung größer ist, wodurch die Ionisationsdichte lokal abnimmt, was wiederum zu einem höheren Wert von $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ führt [28].

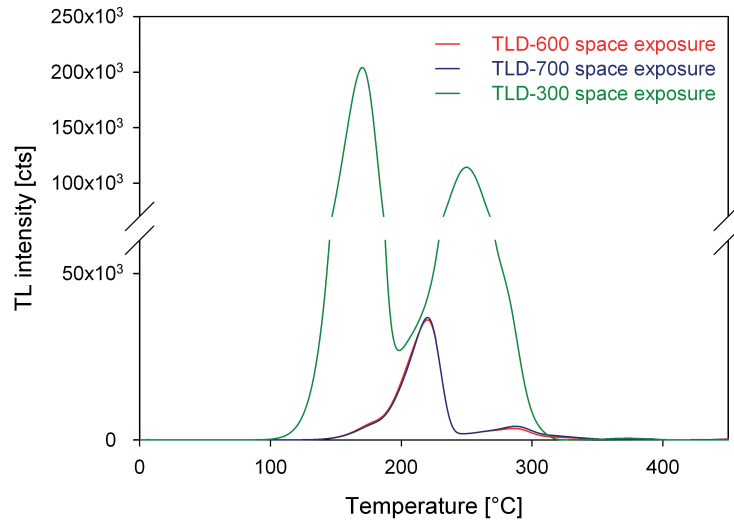


Abb. 7.3: Glowkurvenstruktur unterschiedlicher TLD-Typen während DOSIS-2 mit geringem Neutronenanteil [30].

Die Erklärung für dieses Verhalten gibt die Mikrodosimetrie [29]. Die **radiale Dosisverteilung** $D(r)$ um eine Teilchenspur ist definiert als die mittlere Energiedeposition auf konzentrischen Schalen mit Radien im Intervall $[r, dr]$, normiert auf ihre Teilchenmasse. $D(r)$ kann für eine bestimmte Reichweite und Energie analytisch berechnet werden, was in der Anwendung die Modellierung von Detektor-Wirkungsfunktionen sehr erleichtert. Die allgemeine Darstellung der radialen Dosisverteilung $D(r)$ lautet

$$D(r) \approx \frac{Z^{*2}}{(v/2)^2 r^2}, \quad (7.4)$$

wobei Z^{*2} die effektive Ladung des Teilchens, v die Teilchengeschwindigkeit und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Der Radius r ist definiert zwischen $r_{\min} \approx 0.1$ nm und $r_{\max}$ (in nm), der durch die maximale Reichweite der δ -Elektronen und der Teilchengeschwindigkeit bestimmt wird.

7.3 Das Dosisansprechverhalten

Aus der Proportionalität zwischen TL-Signal eines Thermolumineszenzdetektors und der absorbierten Dosis folgt das **Dosisansprechvermögen** $I(D)/D$, welches definiert ist durch das Verhältnis von TL-Signal $I(D)$ als Funktion der absorbierten Dosis D zur absorbierten Dosis [29]. Die Linearität zwischen TL-Signal und absorbierte Dosis bei LiF:Mg,Ti-Detektoren ist für einen Bereich einer γ -Dosis von 0.1 bis 1 Gy gegeben.

Die Abweichung der realen TL-Detektoren vom linearen Dosisansprechverhalten wird durch den **Linearitätsindex** $f(D)$ beschrieben,

$$f(D) = \left[\frac{I(D)}{D} \right] \cdot \left[\frac{I(D_0)}{D_0} \right]^{-1}, \quad (7.5)$$

wobei D die reale absorbierte Dosis ist und D_0 jene γ -Kalibrierdosis, die im linearen Bereich des Dosisansprechvermögens liegt und für die der Index $f(D)$ per Definition 1 ergibt.

7.4 Das Energieansprechvermögen

Ähnlich dem Dosisansprechvermögen, muss bei realen TL-Detektoren berücksichtigt werden, dass die Intensität des TL-Signals von der Energie und damit auch vom LET der einfallenden ionisierenden Strahlung abhängt [29]. Das **Energieansprechvermögen** $S(E)$ wird definiert durch das Verhältnis des TL-Signals I_E für eine gemessenen Dosis einer Strahlungsart bei einer Energie E zum TL-Signal I_{ref} bei gleicher absorbierte Gewebedosis D_{ref} (Gleichung (7.6)) beziehungsweise der Kerma in Luft K_{air} einer Referenzstrahlung (Vgl. Gleichung 7.7).

$$S(E) = \left(\frac{I}{D} \right)_E \cdot \left(\frac{I}{D} \right)_{\text{ref}}^{-1} \quad (7.6)$$

Das **relative Ansprechvermögen** $S'(E)$ für Photonen mit Energie E in Bezug auf das Ansprechvermögen für eine bekannte γ -Dosis (zumeist einer ^{60}Co - oder ^{137}Cs -Kalibrierquelle), dargestellt in Abhängigkeit der Kerma in Luft K_{air} , ist gegeben durch [26]

$$\begin{aligned} S'(E) &= \left(\frac{I}{K_{\text{air}}} \right)_E \cdot \left(\frac{I}{K_{\text{air}}} \right)_{\text{ref}}^{-1} = \eta(E) \cdot \mu'(E) = \\ &= \eta(E) \cdot \left[\frac{(\mu/\rho)_{\text{LiF}}}{(\mu/\rho)_{\text{air}}} \right]_E \cdot \left[\frac{(\mu/\rho)_{\text{LiF}}}{(\mu/\rho)_{\text{air}}} \right]_{\text{ref}}^{-1} \end{aligned} \quad (7.7)$$

wobei $\eta(E)$ das relative Ansprechvermögen von Photonen der Energie E ist und $\mu'(E)$ das Verhältnis der Massenabsorptionskoeffizienten des Detektormaterials und in Luft darstellt [29]. Aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungsarten der ionisierenden Strahlung mit dem Detektormaterial kann das Energieansprechvermögen Werte größer oder kleiner 1 annehmen. Also ist die TL-Ausbeute $\eta(E)$ bei der Umwandlung der absorbierten Energie in ein TL-Signal abhängig von der Ionisationsdichte der primären und sekundären Teilchen.

7.5 Methoden zur Evaluierung der absorbierten Dosis

Die detaillierten Untersuchungen der TL-Ausbeuten der verschiedenen TL-Materialien ermöglichen die spezielle Anwendung der passiven Detektorsysteme in Strahlungsfeldern schwerer geladener Teilchen, respektive auch in gemischten Strahlungsfeldern (Vgl. Kapitel 3.1).

Durch die Kenntnis dieser Wirkungsgrade ist die Bestimmung der absorbierten Dosis somit auch in jenen gemischten Strahlungsfeldern möglich. Dazu wurden verschiedene Methoden entwickelt, um die tatsächlich absorbierte Dosis von schweren geladenen Teilchen festzustellen [31]. Die Berechnung der absorbierten Dosis aus den gemessenen TLD-Daten bei bekannter TL-Ausbeute $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ als Funktion des LET und der Teilchenart ist möglich, sofern es sich um ein wohldefiniertes Strahlungsfeld handelt (Abbildung 7.4).

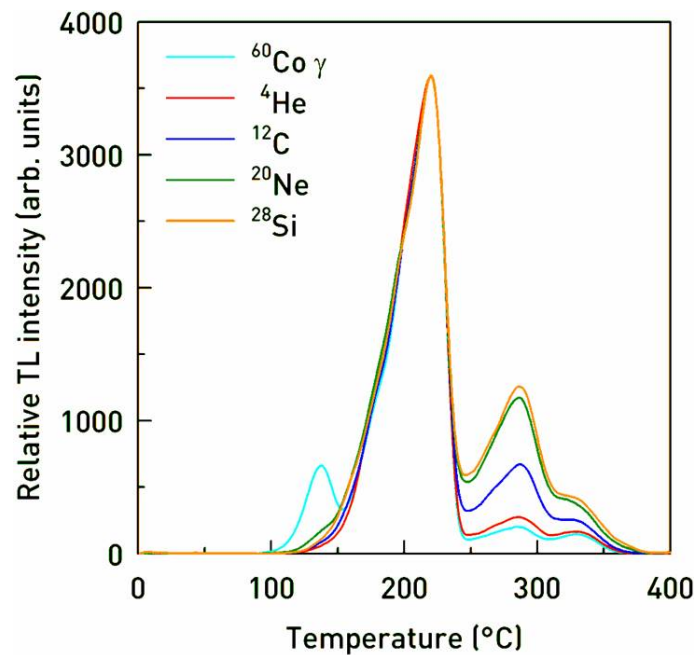


Abb. 7.4: Glowkurvenstruktur von TLD-700 bei Bestrahlung mit Teilchen mit verschiedenem LET [2].

Werden nun aber die TLDs einem unbekannten gemischten Strahlungsfeld ausgesetzt, so müssen die Informationen über den LET bzw. dem mittleren Wert des LET dieser Strahlung allein aus den gemessenen Daten der TLDs gewonnen werden. Dazu wurden drei unterschiedliche Verfahren entwickelt:

1. Verfahren: Ermittlung eines mittleren LET-Wertes durch zwei TLD-Typen,
2. Verfahren: HTR-Methode,
3. Verfahren: Kombination von TLDs und CR-39-Detektoren.

Bei der 1. Methode, also die **Verwendung von zwei verschiedenen TLD-Typen**, wird über das Verhältnis der absorbierten Dosis zweier TL-Materialien ein durchschnittlicher Funktionswert in Abhängig des LET, basierend auf dem Verhältnis der Wirkungsgrade, berechnet [31]. Der Wirkungsgrad für die beiden TLD-Typen ergibt sich aus den Gleichungen (7.8) und (7.9),

$$\eta_{\text{TLD-700}} = \frac{D_{\text{TLD-700}}}{D_{\text{Referenz}}} \quad (7.8)$$

und

$$\eta_{\text{TLD-600}} = \frac{D_{\text{TLD-600}}}{D_{\text{Referenz}}}. \quad (7.9)$$

Hierbei sind $D_{\text{TLD-700}}$ und $D_{\text{TLD-600}}$ die gemessenen absorbierten Dosen im unbekannten Strahlungsfeld und D_{Referenz} die absorbierte Dosis einer wohldefinierten Referenzstrahlung. Das Verhältnis der TL-Ausbeuten ergibt sich somit zu

$$\frac{\eta_{\text{TLD-700}}}{\eta_{\text{TLD-600}}} \equiv f(\text{LET}) = \frac{D_{\text{TLD-700}}}{D_{\text{Referenz}}} \cdot \frac{D_{\text{Referenz}}}{D_{\text{TLD-600}}}. \quad (7.10)$$

Mit den Messpunkten bei unterschiedlichen Referenzstrahlungen ergibt sich für die TL-Ausbeute der jeweiligen TLDs eine angepasste Funktion in Abhängigkeit des $\text{LET}_{\infty \text{H}_2\text{O}}$ (Abbildung 7.5). Daraus kann ein durchschnittlicher LET-Wert ermittelt werden, woraus ein mittlerer Wert der TL-Ausbeute, basierend auf den Gleichungen (7.8) und (7.9), bestimmbar ist. Damit ist eine Korrektur der gemessenen absorbierten Dosis zur Ermittlung der tatsächlich absorbierten Dosis im gemischten Strahlungsfeld möglich.

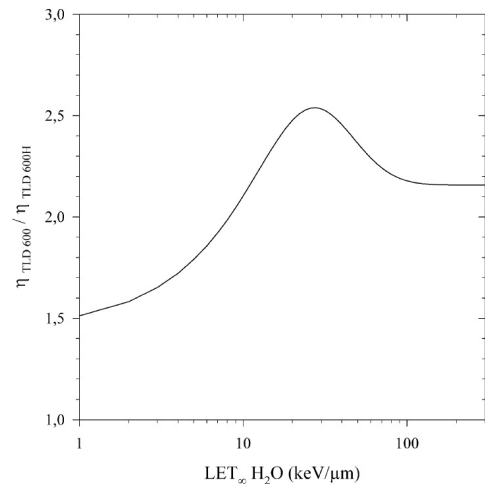


Abb. 7.5: Verhältnis der relativen TL-Ausbeuten als Funktion des $\text{LET}_{\infty \text{H}_2\text{O}}$ [2].

Die **High Temperature Ratio-Methode** (HTR-Methode), wendet dasselbe Prinzip für eine Korrektur der absorbierten Dosis [31]. Hierbei wird aus dem HTR-Parameter, also dem Verhältnis der HTE-Intensitäten (Peak 6 und 7) und der Hauptpeaks (Peak 5) von LiF:Mg,Ti-Detektoren, ein mittlerer LET-Wert bestimmt, mit dem die TL-Ausbeute über eine angepasste Funktion berechnet wird. Diese Methode basiert auf dem unterschiedlichen Verhalten der HTS und dem Peak 5 bei Bestrahlung mit HCPs (vgl. Kapitel 7.1). Der HTR-Parameter ist definiert als

$$\text{HTR} \equiv \frac{\delta_\gamma}{\delta_{\text{HCP}}} \cdot \frac{\xi_{\text{HCP}}}{\xi_\gamma}, \quad (7.11)$$

mit den Intensitäten des gemischten Strahlungsfeldes und der Referenzstrahlung der HTE ξ_{HCP} und ξ_γ (im Intervall von 248°C bis 310°C) und den Peak 5-Intensitäten δ_{HCP} und δ_γ (bei 220°C) (siehe Abbildung 7.6).

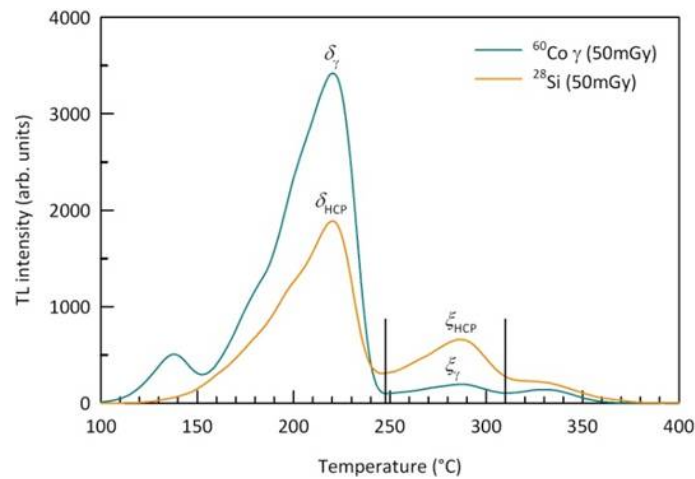


Abb. 7.6: Zur Definition des HTR-Parameters [7].

Aus den Querkalibrierungs-Experimenten ging als Ergebnis eine substantielle funktionale Beziehung zwischen HTR und $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$ für TLD-700 Detektoren hervor, bei der die Dosisunabhängigkeit des HTR-Parameters bis zu 100 mGy verifiziert wurde (Abbildung 7.7) [2]. Die Korrekturen für die gemessenen Dosiswerte können also auch über den HTR-Parameter abgeleitet werden. Aus diesem wird zuerst der effektive LET bestimmt (HTR vs. $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$, Abbildung 7.7), welcher dann dazu verwendet wird, um aus der Regressionskurve ($\eta_{\text{HCP},\gamma}$ vs. $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$, Abbildung 7.8) die TL-Ausbeute $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ zu ermitteln [31].

Mittels der HTR-Methode ist es also möglich, Informationen über den effektiven LET zu erhalten [2]. Die Form dieser HTR-LET-Beziehung ist bemerkenswert ähnlich dem Verlauf des Qualitätsfaktors in Abhängigkeit des LET, der im Zuge der Publikation ICRP-60 (Recommendations of the International Commission of Radiological Protection) definiert wurde, wodurch ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem HTR-Parameter und der relativen biologischen Wirksamkeit (RBE, Relative Biological Effectiveness) erwartet wird.

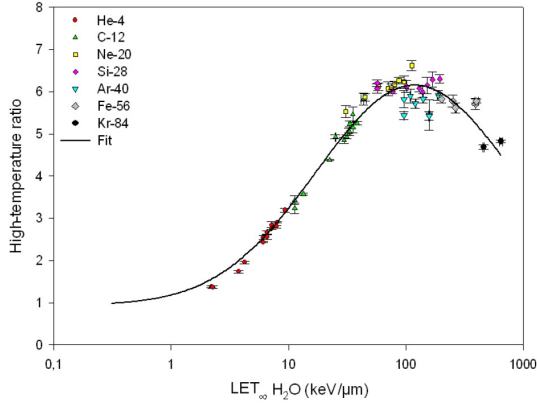


Abb. 7.7: Beziehung zwischen HTR und LET für TLD-700 bei der Dosisabhängigkeit bis zu 100 mGy [2].

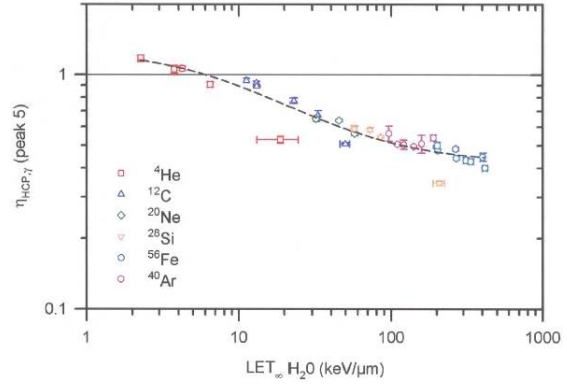


Abb. 7.8: Regressionskurve der TL-Ausbeute in Bezug auf ⁶⁰Co γ-Strahlung in Abhängigkeit vom LET [2].

Um die totale absorbierte Dosis zu ermitteln, werden beim dritten Verfahren **TLDs und CR-39-Detektoren kombiniert** [31]. Durch die Anwendung des zweiten passiven Detektorsystems bekommt man auch Einblick in das LET-Spektrum für $L \geq 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ (Abbildung 7.9).

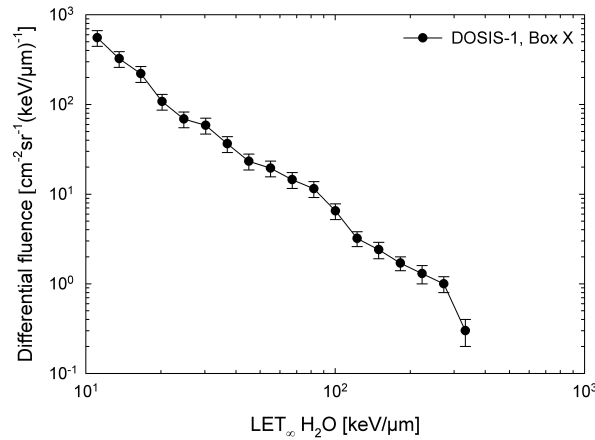


Abb. 7.9: Das LET-Spektrum für CR-39-Detektoren für $10 < L < 366 \text{ keV}/\mu\text{m}$ (Quelle: Hajek *et al.*, Projekt Proton IC-CHIBAN).

Bei dieser Methode wird das LET-Spektrum in einen Nieder-LET-Bereich ($< 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) und einen Hoch-LET-Bereich ($\geq 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) der absorbierten Dosis eingeteilt. Die mittlere TL-Ausbeute für die TLDs für Teilchen mit $L > 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ wird nach Gleichung (7.12) berechnet,

$$\bar{\eta} = \frac{1}{D_{\text{CR-39}}} \sum_{10 \text{ keV}/\mu\text{m}}^{\text{LET}_{\text{max}}} \eta(\text{LET}) \cdot D(\text{LET}), \quad (7.12)$$

wobei η_{LET} einer Kalibrier-Kurve η_{LET} vs. $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$ und der Wert $D(\text{LET})$ aus dem LET-Spektrum (Abbildung 7.9) der CR-39-Detektoren entnommen wird. Für die aufgenommene Dosis durch die TLDs wird der Qualitätsfaktor mit $Q = 1$ angenommen [9], also wird die absorbierte Dosis für den Nieder-LET-Bereich berechnet mit

$$D_{Q=1} = D_{\text{TLD}} - \bar{\eta} \cdot D_{\text{CR-39}}. \quad (7.13)$$

Die Summe aus den absorbierten Dosen im Nieder-LET- und Hoch-LET-Bereich ergibt dann die totale absorbierte Dosis D_{total} ,

$$D_{\text{total}} = D_{Q=1} + D_{\text{CR-39}}. \quad (7.14)$$

Ein Vorteil dieser Methode ist, dass nicht nur die totale absorbierte Dosis berechnet werden kann, sondern aufgrund der Kenntnis des LET-Spektrums der CR-39-Detektoren auch die präzise Bestimmung der Äquivalentdosis möglich ist.

7.6 Erfassung der absorbierten Neutronendosis im LEO

Die **Erfassung des Neutronenanteils** an der absorbierten Dosis innerhalb eines Raumfahrzeuges beruht auf der indirekten Ionisierung durch Neutronenstrahlung. In der Weltraumdosimetrie wird unterschieden zwischen dem vergleichsweise hohen Teilchenfluss der primären HCPs (primäres galaktisches Strahlungsfeld) und der sekundären HCPs, die durch Wechselwirkungen mit der Struktur des Raumfahrzeuges entstehen. Neutronen werden nur über die erzeugten Sekundärteilchen registriert, die lediglich einen Teil des totalen Teilchenflusses der HCPs ausmachen.

Zur Erfassung des thermischen Neutronenanteils (Neutronen mit Energien um 0.0252 eV) innerhalb des Columbus-Moduls, wurden die LiF:Mg,Ti-Dosimeter eingesetzt, die mit ^6Li angereichert sind (TLD-600). ^6Li hat einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für thermischen Neutroneneinfang, der für ^6Li liegt bei 941 b liegt, wohingegen der thermische Wirkungsquerschnitt von ^7Li nur bei etwa 0.0454 b liegt (Abbildung 7.10).

Die Berechnung des thermischen Neutronenanteils wird mittels der „**Pair-Methode**“ durchgeführt, bei der man sich die Eigenschaften der Neutronenempfindlichen TLD-600-Detektoren⁵ und der TLD-700-Detektoren⁶, welche auf thermische Neutronen wegen des geringen Einfangquerschnitts unempfindlich reagieren, zu Nutze macht [1]. Durch die bei der Reaktion $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{He}$ entstehenden α -Teilchen

⁵Isotopenzusammensetzung von TLD-600: 95.62% ^6Li , 4.38% ^7Li

⁶Isotopenzusammensetzung von TLD-700: 0.007% ^6Li , 99.993% ^7Li

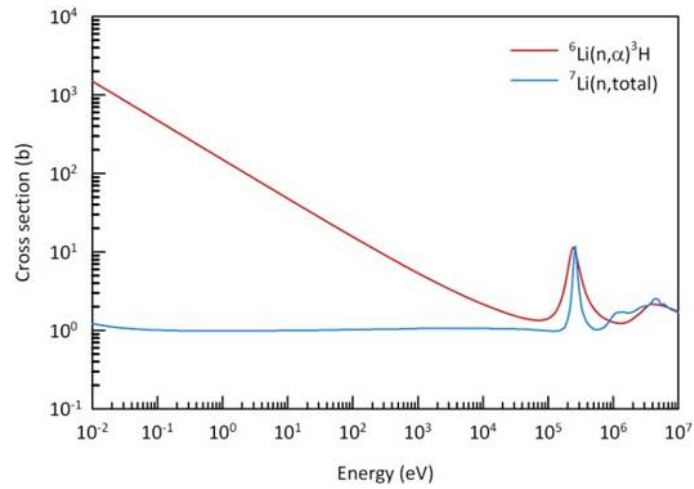


Abb. 7.10: Die Wirkungsquerschnitte von ^6Li und ^7Li in Abhängigkeit der Neutronenenergie [7].

erhöht sich die absorbierte Dosis der TLD-600 im Vergleich zu jener der TLD-700, weil bei dieser der Beitrag aus den zusätzlichen α -Teilchen fehlt (Abbildung 7.11).

Die „Pair-Methode“ ermöglicht die Evaluierung der Neutronendosis D_n bezogen auf eine äquivalente γ -Strahlen-Kalibrierquelle (^{60}Co). Die Berechnung beruht auf der einfachen Subtraktion des TLD-700-Signals vom TL-Signal der TLD-600 (siehe Gleichung (7.15)).

$$D_n(^{60}\text{Co} - \text{equiv. Gy}) = D_{\text{TLD-600}} - D_{\text{TLD-700}} \quad (7.15)$$

Durch die Subtraktion der TLD-700-Glowkurven von den TLD-600-Glowkurven ergibt sich also Netto-Glowkurve, woraus sich der Netto-Dosisbeitrag aus thermischen Neutronen in einem gemischten Strahlungsfeld bestimmen lässt (Abbildung 7.11).

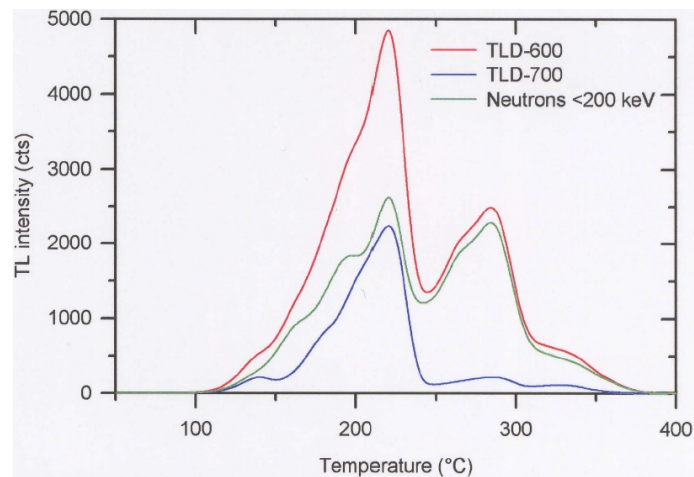


Abb. 7.11: Berechnung des Neutronenanteils an der absorbierten Dosis mittels der „Pair-Methode“ [2].

Das **Neutronenspektrum** variiert innerhalb eines Raumfahrzeuges, da es in Abhängigkeit von den unterschiedlichen Abschirmungsmaterialien zu einer bestimmten Verteilung der Neutronendosis kommt. Die Wechselwirkungen von Neutronen mit Materie ergeben je nach Quantität und Elementzusammensetzung eine bestimmte Massenverteilung, aus der sich das Ergebnis verschiedener Reaktionsprodukte ergibt.

8 Diskussion der Ergebnisse des DOSIS-Experiments

Bevor die Ergebnisse aus den ersten drei Phasen des DOSIS-Experiments diskutiert werden, soll das experimentelle Protokoll und die Vorgangsweise zur Kalibrierung der TLDs besprochen werden.

8.1 Das experimentelle Protokoll

Für die drei unterschiedlichen TL-Detektoren TLD-300, TLD-600 und TLD-700 existiert ein **experimentelles Protokoll** (siehe Kapitel 6.4, Tabelle 6.1), um die Reproduzierbarkeit und Nachvollziehbarkeit der Auswertung und Interpretation der Ergebnisse zu gewährleisten. Unteren anderem beinhaltet das experimentelle Protokoll auch die genauen Angaben über die das Phosphormaterial, die Bezeichnung der TLD-Charge, die Abmessungen der TLDs und dem Ausheizzyklus (Annealing-Protokoll) (siehe Tabelle 8.1). Man beachte, dass für DOSIS-3D-1 dieselbe TLD-Charge wie für DOSIS-1 eingesetzt wurde.

DOSIS-1 und DOSIS-3D-1			
Phosphormaterial	Charge	Abmessungen	Ausheizzyklus
TLD-300 SGL. CRYST. (CaF ₂ :Tm)	15-RA.524	3.2×3.2×0.89 mm ³	400°C/1 h
TLD-700 RIBBON (⁶ LiF:Mg,Ti)	S-4545 (S-2)	3.2×3.2×0.89 mm ³	400°C/1 h
TLD-700 RIBBON (⁷ LiF:Mg,Ti)	S-4762 (S-1)	3.2×3.2×0.89 mm ³	400°C/1 h
DOSIS-2			
Phosphormaterial	Charge	Abmessungen	Ausheizzyklus
TLD-300 SGL. CRYST. (CaF ₂ :Tm)	15-RA.566	3.2×3.2×0.89 mm ³	400°C/1 h
TLD-700 RIBBON (⁶ LiF:Mg,Ti)	B-120704	ø 4.4×0.89 mm ³	400°C/1 h
TLD-700 RIBBON (⁷ LiF:Mg,Ti)	62802	ø 4.4×0.89 mm ³	400°C/1 h

Tab. 8.1: Die wichtigsten Daten über die TLD-Charge beim jeweiligen Expositionsabschnitt des DOSIS-Experiments.

Durch das experimentelle Protokoll können etwaige Abweichungen zwischen den Daten der Kooperationspartner oft geklärt werden, sollten sich Abweichungen in den Ergebnisse durch unterschiedliche Kalibrierung, Heizzyklen oder Ausleseverfahren ergeben. Als nächstes sind die wichtigsten Eckdaten über das Auslesegerät, die Heizzyklen, der Kalibrierquelle und des Kalibrierverfahren bzw. der Bestrahlungsbedingungen bei der Kalibrierung angeführt. Eine genaue Protokollierung der Konfigurationen der TLDs in den jeweiligen Detektorpaketen für die Expositionsperioden sind gerade bei umfangreichen Experimenten von größter Bedeutung, da die TLDs nicht nur im Columbus-Modul, sondern auch innerhalb der Holder eines Detektorpaketes eine wohldefinierte Position einnehmen. Die prinzipielle Anordnung der TLDs eines Expositions-Holders, ohne hierbei auf die genauere Beschreibung durch die Chip-Identifizierungsnummer einzugehen, ist in Abbildung 8.1 dargestellt.

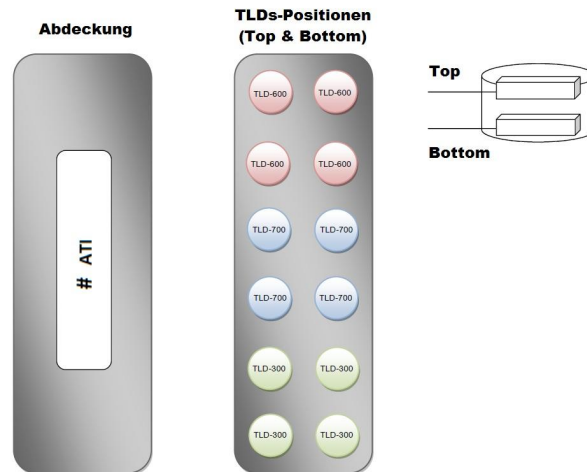


Abb. 8.1: Anordnung der TLDs in einer ATI-Box.

Das **Auslesegerät** ist eine am ATI entwickelte Auswerteanlage mit der Bezeichnung TL-DAT.II. Eine schematische Darstellung einer Anordnung eines TL-Readers ist in Abbildung 8.2 dargestellt [32].

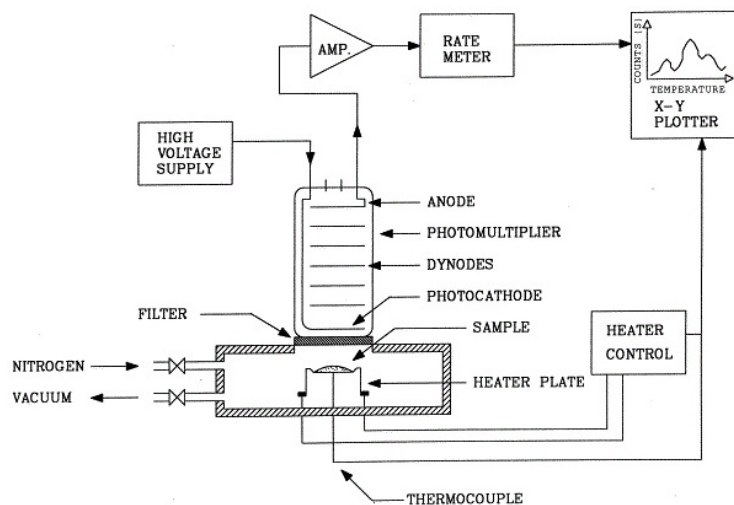


Abb. 8.2: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines TL-Readers [32].

Die Anregung für Thermolumineszenz erfolgt durch ein **indirektes Heizverfahren**. Die einzelnen TLDs werden dazu auf einer Heizplatte aus Nikrothal platziert, die sich computergesteuert mit einer linearen Heizrate aufheizt. So wird die im TLD gespeicherte Energie durch eine definierte Zufuhr von Wärme freigesetzt. Vor Beginn des Heizzyklus⁷ wird die Kammer evakuiert und mit hochreinem Stickstoff⁷ gespült, um Beiträge aus Chemilumineszenz (chemische Prozesse auf der Oberfläche der TLDs) und Tribolumineszenz (durch innere Reibung, Veränderungen der Oberflächenspannungen) zu vermeiden.

⁷Reinheit des Stickstoffes zur Spülung der Messkammer: 99,999%, maximale Fremddanteile $\text{H}_2\text{O} \leq 3.0 \text{ ppm-mol}$, $\text{O}_2 \leq 2.0 \text{ ppm-mol}$ und Kohlenwasserstoffe $\text{C}_n\text{H}_m \leq 0.5 \text{ ppm-mol}$.)

Die Heizzyklen und die Datenspeicherung werden per Computer gesteuert, während ein Photomultiplier vom Typ Thorn EMI 9635 QB die Lichtimpulse als TL-Signal registriert, dessen Photokathode auf die spektrale Zusammensetzung der Lumineszenzstrahlung abgestimmt ist. Die von der Ladung im Photomultiplier verursachte Impulsrate ist proportional der von den TLDs emittierten Lichtintensität.

Da Photomultiplier in einem beschränkten Dynamikbereich arbeiten, werden bei hohen absorbierten Dosen **optische Filter**⁸ eingesetzt, welche das TL-Signal wellenlängenunabhängig schwächen. Die Filterfaktoren (siehe Tabelle 8.2) für die verschiedenen Filter und Dosimetertypen wurden im Rahmen der Diplomarbeit von I. Schwingenschlögl für die Auswertanlage TL-DAT.II bestimmt [33].

	TLD-300	TLD-600	TLD-700
	Firma Harshaw; 3.2x3.2x3.2 mm ²		
Filter	Filterfaktor für Peak 5 bei 220°C		
1 x NG3	19.570	19.875	19.903
2 x NG3	217.255	280.888	277.399
1 x NG5	2.605	2.310	2.441
1 x NG10	91.876	702.086	718.733

Tab. 8.2: Experimentell bestimmte Filterfaktoren für TLD-300, TLD-600 und TLD-700 Detektoren [33].

Während des Auswerteverfahrens wird auch Schwarzkörperstrahlung registriert, die als **thermisches Hintergrundsignal** bei hohen Temperaturen exponentiell zunimmt, wodurch eine Background-Korrektur bei der Auswertung der Glowkurven notwendig ist. Aus diesem Grund werden bei den LiF:Mg,Ti-Detektoren zusätzlich bei den Messungen Infrarot-Filter verwendet, um das thermische Hintergrundsignal so gut wie möglich zu unterdrücken.

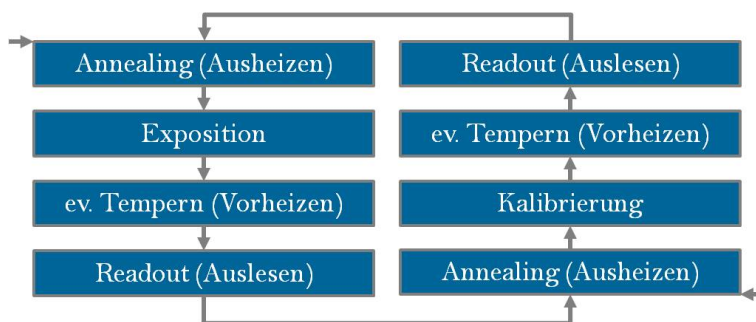


Abb. 8.3: Schematische Darstellung des Ablaufs eines typischen Messverfahrens.

Das **Messverfahren** (siehe Abbildung 8.3) ist eine Abfolge verschiedener Heizzyklen und Strahlungsexpositionen. Bei den Heizzyklen wird unterschieden zwischen

⁸Optische Filter der Firma Schott vom Typ NG3, NG5 und NG10.

einem Tempern (Vorheizen) der TLDs, dem Heizprofil während des Ausleseverfahrens und dem Annealing (Ausheizen) nach der Messung. Das bedeutet, dass je nach Detektormaterial und dosimetrischer Randbedingungen das entsprechende Heizprofil, also die Temperatur als Funktion der Zeit, passend für die dosimetrischen Anforderungen gewählt wird.

Im Folgenden werden die drei **Heizzyklen**, wie sie auch für das DOSIS-Experiment angewandt wurden, detaillierte angeführt:

1. Das **Tempern** (Vorheizen) ist ein Vorgang, bei dem die maximale Temperatur von 120°C für 30 min gehalten wird. Das führt dazu, dass die weniger tief liegenden Traps geleert werden, was einer „Auslöschung“ der ersten Peaks (im Normalfall 1 bis 4) in der Glowkurve entspricht. Sind jedoch die Messungen auf die Hauptpeaks und die HTE konzentriert, so ist ein Tempern, wie bei den im DOSIS-Experiment verwendeten TLDs, nicht unbedingt erforderlich.
2. Das Heizprofil zur Messung des TL-Signals für LiF:Mg,Ti-Detektoren unterscheidet sich geringfügig vom **Heizprofil** für CaF₂:Tm-Detektoren. Die lineare Heizrate ist beide Male $\beta = 5^\circ\text{C/s}$. LiF-Detektoren werden bis auf 480°C erhitzt, während die maximale Temperatur für CaF₂-Detektoren 400°C beträgt. Für beide Detektor-Typen wird eine langsame Abkühlrate gewählt, um nicht durch schnelles Aufheizen oder Abkühlen Veränderungen in der Kristallstruktur hervorzurufen, welche die Reproduzierbarkeit der TLD-Messungen möglicherweise negativ beeinflussen.
3. Zwar sind nach dem Ausleseverfahren so gut wie alle im Kristall gespeicherten Informationen gelöscht, jedoch wird trotzdem jedes Mal ein **Annealing** (Ausheizen) erst kurz vor der nächsten Bestrahlungsphase durchgeführt. Beim Ausheizen bei 400°C für 1 Stunde werden so alle Traps vollständig geleert. Dieses „Zurücksetzen auf Null“ der TLDs ist notwendig, da sie Hintergrundstrahlung während einer Lagerung absorbieren. Für die Expositionsdauer ist der Zeitpunkt des Ausheizens relevant, um die Backgroundstrahlung bei der Berechnung einer absorbierten Dosis zu korrigieren, die während die Lagerung der Dosimeter vor und nach der Exposition miteinkalkuliert werden muss (siehe Kapitel 2.4).

Zur **Aufbewahrung und Kalibrierung der TLDs** wurden Polystyrol-Mappen (Holder) angefertigt, um die Dosimeter vor mechanischen Einflüssen und Verschmutzung durch Staub zu schützen.

Die mittels dem Auslesegerät TL-DAT.II gewonnenen TL-Signale werden im Anschluss in ein eigens programmiertes **Auswerteprogramm „Measuring & Data Acquisition“ (MDA)** eingespielt, mit dem u.a. die Background-Korrektur der thermischen Hintergrundstrahlung und eine 21-Punktglättung an den gemessenen Glowkurven durchgeführt werden kann. Zusätzlich können die Glowkurven auf den Hauptpeak für die Bestimmung der Intensitätshöhen korreliert werden. Die so erhaltenen Daten werden als txt-File zur weiteren Datenanalyse exportiert.

8.2 Kalibrierung der TLDs

Eine wichtige Bedingung in der Dosimetrie ist das **Sekundärteilchengleichgewicht (STG)**, wodurch erst die Berechnung der tatsächlich absorbierten Dosis D_{abs} in Gewebe oder einer gewebeäquivalenten Substanz aus der gemessenen Dosis D_{measure} möglich ist. STG besteht dann, wenn die Summe der kinetischen Energien, der in das Detektorvolumen eintretenden geladenen Sekundärteilchen, gleich der Summe der kinetischen Energien der Sekundärteilchen ist, welche das Volumen verlassen. STG im Primärstrahlungsfeld liegt vor, wenn für die vektorielle Energiefluenz der geladenen Teilchen gilt

$$\text{div } \vec{\phi}_{\text{ges}} = 0. \quad (8.1)$$

Zwei Bedingungen müssen für ein STG erfüllt sein:

1. Die Energiefluenz der Primärstrahlung und deren Energieverteilung sind in einem Gebiet konstant, wenn dessen Begrenzungsfläche vom Detektor weiter entfernt ist, als die maximale Reichweite der geladenen Sekundärteilchen. Die Dicke des umgebenden Materials muss also größer oder gleich der maximalen Reichweite der Elektronen in diesem Material sein.
2. Der Massenenergieabsorptionskoeffizient der Primärstrahlung und das Massenbremsvermögen der geladenen Sekundärteilchen sind in diesem Gebiet konstant.

Damit diese Bedingungen erfüllt sind, darf also die Primärstrahlung im Detektor nicht geschwächt werden und die Primär- und Sekundärstrahlung darf nur so wenig Energie an das umgebende Material abgeben, dass es keine Auswirkung auf die oben angegebenen Größen hat. Die sogenannte **Bedingung des konstanten Massenenergieabsorptionskoeffizienten und des konstanten Massenbremsvermögens** lässt sich exakt nur bei identischer atomarer Zusammensetzung von Detektor- und Umgebungsmaterial erfüllen, gilt aber auch in guter Näherung bei geeigneter Wahl von Materialien unterschiedlicher Zusammensetzung. Daher wurde bei der Kalibrierung das Material Polystyrol verwendet, woraus passende Dosimetermappen mit einer Schichtdicke von circa 5 mm (für eine Kalibrierung mit einer ^{60}Co -Quelle) gefertigt wurden. Das stellt sicher, dass die Reichweite der Elektronen in Polystyrol kleiner oder gleich einem Zehntel der mittleren Schwächungslänge der Primärstrahlung in Polystyrol ist. Die Bedingungen für ein STG können bei bekannter Referenzstrahlung konkret über die Berechnung der γ -Energie und der daraus folgenden maximalen Elektronenenergien bestimmt werden. Mit den so berechneten maximalen Elektronenenergien lassen sich nun die Bedingungen für STG überprüfen:

1. **Dicke der Holder (Polystyrol) $\geq$ der maximalen Reichweite der Elektronen (in Polystyrol):**

Für die maximale Reichweite der Elektronen (bzw. die Halbwertsschicht der Photonen in g/cm^2 gemessen) in Polystyrol kann der Wert für die „CSDA Range“ (Collision Slowing Down Approximation) aus der Tabelle „Stopping Power and Range Tables for Electrons“ [34] durch lineare Interpolation berechnet werden, unter der Annahme, dass der Energieverlust des Comptonelektrons entlang der Trajektorie durch das Medium an jedem Punkt konstant ist. Die Berechnung für eine optimale Dicke des Polystyrols, wodurch die Elektronen vollständig abgebremst würden, erfolgt durch Division der CSDA-Werte mit der Dichte von Polystyrol.

2. **Die Reichweite der Elektronen in Polystyrol $\leq \frac{1}{10} \cdot \frac{1}{\mu}$ der Primärstrahlung in Polystyrol:**

Die Werte für die mittleren Schwächungslängen lassen sich ebenfalls mittels oben erwähnten Tabellen berechnen, wobei sich durch lineare Interpolation die Massenschwächungskoeffizienten für die jeweiligen Energien ergeben.

Für die einzelnen Phasen des DOSIS-Experiments fanden die **Einzelchip-Kalibrierungen** mit einer ^{60}Co -Quelle an einem Theratron der Universitätsklinik für Strahlentherapie und Strahlenbiologie an der Medizinischen Universität Wien statt. Dafür wurde das **dosimetrische Luftkermakonzept für Photonenstrahlung** angewandt [15]. Bei diesem Verfahren wird die Wasserenergiedosis aus dem Messwert für die Luftkerma⁹ unter STG berechnet. Die Wasserenergiedosis ist jene Größe, auf welche die biologischen Wirkungen von ionisierender Strahlung bezogen werden. Für die Messung von der Kerma in Luft K_{air} wird eine für einen bestimmten Energiebereich kalibrierte Ionisationskammer benötigt. In Tabelle 8.3 sind die Gerätedaten für die von der Universitätsklinik Wien zur Verfügung gestellten Ionisationskammer aufgelistet.

Typ:	Farmer Dosemeter, 2570/1 (Typ), 2571 (Kammer), Seriennr. 3310
Kammerspannung:	-250 V
Messung:	D_w K_a
Strahlenqualität:	^{60}Co
Kalibrierfaktor:	$N_{D,w} = 1.028 \pm 0.014$ ($k = 2$) (Wasser-Energiedosis) $N_K = 0.937 \pm 0.013$ ($k = 2$) (Luftkerma)

Tab. 8.3: Gerätekenndaten der Ionisationskammer für die Kalibrierung mittels Theratron an der Universitätsklinik Wien.

⁹engl. Air Kerma

Die Luftkerma K_{air} lässt sich dann aus Gleichung (8.2) bestimmen.

$$K_{\text{air}} = k_{\text{p,T}} \cdot N_{\text{K}} \cdot D_{\text{measure}} \quad (8.2)$$

Die Druck- und Temperaturabhängigkeit bezogen auf den Druck $p_0 = 1013 \text{ mbar} = 101.3 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ bei Raumtemperatur $T_0 = 293.15 \text{ K}$ wird durch den Korrekturfaktor $k_{\text{p,T}}$ berücksichtigt,

$$k_{\text{p,T}} = \frac{p_0}{\tilde{p}} \cdot \frac{T}{T_0}. \quad (8.3)$$

Für die Korrektur der unterschiedlichen Energieabsorptionen in den beiden Medien Luft und Wasser (gewebeäquivalente Substanz) dient das Verhältnis der über das Photonenspektrum gemittelten Massenenergieabsorptionskoeffizienten μ_{en}/ρ . Damit lässt sich für die von der Ionisationskammer gemessene Energiedosis berechnen,

$$D_{\text{measure}} = \frac{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{water}}}{\left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{air}}}, \quad (8.4)$$

wobei die gemittelten Werte $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{water}} = 2.961 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2}/\text{g}$ und $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{air}} = 2.961 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2}/\text{g}$ sind.

Somit ergibt sich die **Kermadosis** zu

$$D_{\text{Kerma}} = 3.8426 \cdot \frac{T}{p - \Delta(p, T)} \cdot N_{\text{K}} \cdot D_{\text{measure}} = 3.8426 \cdot \frac{T}{p - \Delta(p, T)} \cdot 0.937 \cdot D_{\text{measure}}, \quad (8.5)$$

beziehungsweise die **Wasserenergiedosis** zu,

$$D_{\text{water}} = \frac{1013}{\tilde{p}} \cdot \frac{T}{293.15} \cdot N_{\text{D,w}} \cdot D_{\text{measure}} = \frac{1013}{p - \Delta(p, T)} \cdot \frac{T}{293.15} \cdot 1.028 \cdot D_{\text{measure}}, \quad (8.6)$$

mit

$$\tilde{p} = p - \Delta \quad \text{mit} \quad \Delta(p, T) = x \cdot p. \quad (8.7)$$

Hierbei sind $\tilde{p}$ der korrigierte Druck in mbar, p der Umgebungsdruck im Bestrahlungsraum in mbar und $\Delta(p, T)$ der Korrekturfaktor in Abhängigkeit von Druck und Temperatur.

Durch die Exposition mit einer Referenzstrahlung bekannter Strahlenqualität und Energie ist nach dem Ausleseverfahren die Bestimmung der **Kalibrierfaktoren** f_{cal} in cts/mGy durchführbar,

$$f_{\text{cal}} = \frac{I_{\text{Peak5,cal}}}{D_{\text{cal}}} = 1 \left[\frac{\text{cts}}{\text{mGy}} \right]. \quad (8.8)$$

Diese sind für die Bestimmung der absorbierten Dosis einer ionisierenden Strahlung unbekannter Qualität und Energie notwendig ist (siehe Gleichung (8.9)).

$$D_{\text{abs}} = \frac{I_{\text{Peak5,measure}}}{f_{\text{cal}}} = 1 \left[\frac{\text{cts}}{\text{mGy}} \right] \quad (8.9)$$

Tabelle 8.4 gibt einen Überblick über die mittleren Kalibrierfaktoren $\bar{f}_{\text{cal}}$ (cts/mGy) und deren Standardabweichungen $\pm\sigma$ (cts/mGy) für die Detektoren der einzelnen Phasen des DOSIS-Experiments. In den Tabellen 8.5 bis 8.10 am Ende des Kapitels 8.2 sind die Kalibrierdaten im Detail angeführt.

Mittlerer Kalibrierfaktor $\bar{f}_{\text{cal}}$ und Standardabweichung σ								
TLD-300			TLD-600			TLD-700		
I_{Peak5}	D_{cal}	$\bar{f}_{\text{cal}}$	I_{Peak5}	D_{cal}	$\bar{f}_{\text{cal}}$	I_{Peak5}	D_{cal}	$\bar{f}_{\text{cal}}$
[cts]	[mGy]	[cts/mGy]	[cts]	[mGy]	[cts/mGy]	[cts]	[mGy]	[cts/mGy]
DOSIS-1 und DOSIS-3D-1								
16956	6.3	2691.4	9680	51.3	188.7	17308	51.3	337.3
		$\sigma = 315.9$			$\sigma = 14.5$			$\sigma = 14.6$
DOSIS-2								
13501	5.08	2657.69	13471	16.3	828.5	13808	16.3	849.2
		$\sigma = 239.2$			$\sigma = 43.0$			$\sigma = 41.8$

Tab. 8.4: Die Mittelwerte und Standardabweichungen aus den Kalibrierdaten der jeweiligen Phasen des DOSIS-Experiments im Überblick.

DOSIS-1: Kalibrierung Box 1 bis Box 5											
DOSIS-1 TLD-300				DOSIS-1 TLD-600				DOSIS-1 TLD-700			
ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]
1	14834	6.3	2354.6	777	9397	51.3	183.1	777	18352	51.3	357.7
2	16227	6.3	2575.7	778	9153	51.3	178.4	778	16932	51.3	330.0
3	15677	6.3	2488.4	779	9436	51.3	183.9	779	17746	51.3	345.9
4	17152	6.3	2722.5	780	9737	51.3	189.8	780	18306	51.3	356.8
5	17321	6.3	2749.4	781	9808	51.3	191.2	781	17402	51.3	339.2
6	14426	6.3	2289.8	782	9629	51.3	187.7	782	17306	51.3	337.3
7	12625	6.3	2004.0	783	9034	51.3	176.1	783	18536	51.3	361.3
8	16408	6.3	2604.4	784	9287	51.3	181.0	784	16398	51.3	319.6
9	15922	6.3	2527.3	785	9538	51.3	185.9	785	16307	51.3	317.8
10	16589	6.3	2633.2	786	8583	51.3	167.3	786	17462	51.3	340.3
11	18362	6.3	2914.6	787	8950	51.3	174.4	787	18210	51.3	354.9
12	13205	6.3	2096.0	788	9422	51.3	183.6	788	17664	51.3	344.3
13	17308	6.3	2747.3	789	8975	51.3	174.9	789	18494	51.3	360.4
14	16740	6.3	2657.1	790	9822	51.3	191.4	790	18634	51.3	363.2
15	19131	6.3	3036.7	791	9045	51.3	176.3	791	17089	51.3	333.1
16	17798	6.3	2825.1	792	9630	51.3	187.7	792	16731	51.3	326.1
17	18958	6.3	3009.2	809	9222	51.3	179.7	809	17277	51.3	336.7
18	19989	6.3	3172.9	810	10044	51.3	195.8	810	15486	51.3	301.8
19	16580	6.3	2631.8	811	10021	51.3	195.3	811	18031	51.3	351.4
20	20389	6.3	3236.4	812	9864	51.3	192.2	812	17246	51.3	336.1
21	18055	6.3	2865.9	813	9273	51.3	180.7	813	18589	51.3	362.3
22	15470	6.3	2455.6	814	10104	51.3	196.9	814	17850	51.3	347.9
23	16312	6.3	2589.2	815	9101	51.3	177.4	815	18416	51.3	358.9
24	21821	6.3	3463.7	816	9623	51.3	187.6	816	17840	51.3	347.7
25	16324	6.3	2591.1	817	9383	51.3	182.9	817	15931	51.3	310.5
26	16145	6.3	2562.7	818	9604	51.3	187.2	818	17536	51.3	341.8
27	15250	6.3	2420.6	819	9941	51.3	193.7	819	17198	51.3	335.2
28	16759	6.3	2660.2	820	9617	51.3	187.4	820	17619	51.3	343.4
29	22068	6.3	3502.9	821	9451	51.3	184.2	821	15743	51.3	306.8
30	17273	6.3	2741.8	822	10040	51.3	195.7	822	17266	51.3	336.5
31	15450	6.3	2452.4	823	9631	51.3	187.7	823	17527	51.3	341.6
32	16697	6.3	2650.3	824	9790	51.3	190.8	824	17379	51.3	338.7
33	18282	6.3	2901.9	825	9662	51.3	188.3	825	16527	51.3	322.1
34	11668	6.3	1852.1	826	9746	51.3	189.9	826	17865	51.3	348.2
35	19538	6.3	3101.3	827	9753	51.3	190.1	827	17341	51.3	338.0
36	17379	6.3	2758.6	828	9787	51.3	190.7	828	18768	51.3	365.8
37	17826	6.3	2829.5	829	9477	51.3	184.7	829	16895	51.3	329.3
38	17945	6.3	2848.4	830	9275	51.3	180.8	830	17696	51.3	344.9
39	15658	6.3	2485.4	831	9493	51.3	185.0	831	17684	51.3	344.7
40	17740	6.3	2815.9	832	9251	51.3	180.3	832	16801	51.3	327.4

Tab. 8.5: Kalibrierfaktoren für DOSIS-1 und DOSIS-3D-1, Box 1 bis Box 5 aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von Juni 2010.

DOSIS-1: Kalibrierung Box 6 bis Box 10											
DOSIS-1 TLD-300				DOSIS-1 TLD-600				DOSIS-1 TLD-700			
ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]
41	14458	6.3	2294.9	833	9801	51.3	191.0	833	17400	51.3	339.1
42	14061	6.3	2231.9	834	9328	51.3	181.8	834	17927	51.3	349.4
43	17457	6.3	2771.0	835	9958	51.3	194.1	835	17991	51.3	350.6
44	18744	6.3	2975.2	836	9889	51.3	192.7	836	17846	51.3	347.8
45	16763	6.3	2660.8	837	9608	51.3	187.3	837	17661	51.3	344.2
46	20716	6.3	3288.3	838	10062	51.3	196.1	838	16758	51.3	326.6
47	18273	6.3	2900.5	839	9703	51.3	189.1	839	16420	51.3	320.0
48	12720	6.3	2019.1	840	9993	51.3	194.8	840	17593	51.3	342.9
49	16635	6.3	2640.5	841	9434	51.3	183.9	841	17156	51.3	334.4
50	16485	6.3	2616.7	842	10105	51.3	196.9	842	15880	51.3	309.5
51	19290	6.3	3061.9	843	10250	51.3	199.8	843	17800	51.3	346.9
52	15472	6.3	2455.9	844	9716	51.3	189.4	844	17545	51.3	341.9
53	16288	6.3	2585.4	845	9644	51.3	188.0	845	17640	51.3	343.8
54	16443	6.3	2610.0	846	9533	51.3	185.8	846	16923	51.3	329.8
55	18732	6.3	2973.3	847	9597	51.3	187.0	847	16812	51.3	327.7
56	18375	6.3	2916.7	848	9509	51.3	185.3	848	17411	51.3	339.3
57	16245	6.3	2578.6	849	9857	51.3	192.1	849	16057	51.3	312.9
58	17945	6.3	2848.4	850	9597	51.3	187.0	850	16612	51.3	323.8
59	19660	6.3	3120.6	851	9618	51.3	187.5	851	17393	51.3	339.0
60	17214	6.3	2732.4	852	9574	51.3	186.6	852	17201	51.3	335.2
61	15984	6.3	2537.1	853	9206	51.3	179.4	853	16373	51.3	319.1
62	17775	6.3	2821.4	854	10304	51.3	200.8	854	17086	51.3	333.0
63	17538	6.3	2783.8	855	9666	51.3	188.4	855	17508	51.3	341.2
64	14566	6.3	2312.1	856	9607	51.3	187.2	856	18652	51.3	363.5
65	20239	6.3	3212.5	857	9582	51.3	186.8	857	16877	51.3	328.9
66	16290	6.3	2585.7	858	9661	51.3	188.3	858	16610	51.3	323.7
67	19776	6.3	3139.1	859	10000	51.3	194.9	859	17101	51.3	333.3
68	19340	6.3	3069.8	860	9630	51.3	187.7	860	18280	51.3	356.3
69	15220	6.3	2415.9	861	9628	51.3	187.6	861	16490	51.3	321.4
70	20322	6.3	3225.7	862	8847	51.3	172.4	862	17852	51.3	347.9
71	17916	6.3	2843.8	863	9331	51.3	181.9	863	17358	51.3	338.3
72	17587	6.3	2791.6	864	9322	51.3	181.7	864	17132	51.3	333.9
73	18963	6.3	3010.0	865	9923	51.3	193.4	865	17255	51.3	336.3
74	18841	6.3	2990.6	866	9701	51.3	189.1	866	17333	51.3	337.8
75	13202	6.3	2095.6	867	10460	51.3	203.9	867	16799	51.3	327.4
76	15565	6.3	2470.6	868	9851	51.3	192.0	868	16361	51.3	318.9
77	18482	6.3	2933.7	869	9819	51.3	191.4	869	16673	51.3	325.0
78	18140	6.3	2879.4	870	9744	51.3	189.9	870	17063	51.3	332.6
79	15710	6.3	2493.7	871	9636	51.3	187.8	871	16595	51.3	323.4
80	17565	6.3	2788.1	872	9409	51.3	183.4	872	18038	51.3	351.6

Tab. 8.6: Kalibrierfaktoren für DOSIS-1 und DOSIS-3D-1, Box 6 bis Box 10 aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von Juni 2010.

DOSIS-1: Kalibrierung Box X und Box BG											
DOSIS-1 TLD-300				DOSIS-1 TLD-600				DOSIS-1 TLD-700			
ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]
81	14919	6.3	2368.1	873	9955	51.3	194.0	873	16762	51.3	326.7
82	16247	6.3	2578.9	874	9599	51.3	187.1	874	16509	51.3	321.8
83	15928	6.3	2528.3	875	8958	51.3	174.6	875	17224	51.3	335.7
84	18616	6.3	2954.9	876	9161	51.3	178.5	876	17370	51.3	338.5
85	16840	6.3	2673.0	877	9304	51.3	181.3	877	17378	51.3	338.7
86	18155	6.3	2881.8	878	10312	51.3	201.0	878	17368	51.3	338.5
87	19237	6.3	3053.5	879	9595	51.3	187.0	879	18315	51.3	357.0
88	16517	6.3	2621.8	880	16086	51.3	313.5	880	16296	51.3	317.6
105	14416	6.3	2288.3	905	9686	51.3	188.8	905	15461	51.3	301.3
112	14748	6.3	2341.0	906	9573	51.3	186.6	906	17791	51.3	346.7
118	15324	6.3	2432.4	907	9744	51.3	189.9	907	16966	51.3	330.7
105	15355	6.3	2437.3	908	9954	51.3	194.0	908	18827	51.3	366.9
111	15392	6.3	2443.2	909	9320	51.3	181.6	909	18404	51.3	358.7
106	15468	6.3	2455.2	910	9504	51.3	185.2	910	16484	51.3	321.3
103	15372	6.3	2440.0	911	9450	51.3	184.2	911	18009	51.3	351.0
124	14920	6.3	2368.3	912	10400	51.3	202.7	912	16849	51.3	328.4

Tab. 8.7: Kalibrierfaktoren für DOSIS-1 und DOSIS-3D-1, Box X und Box BG aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von Juni 2010.

DOSIS-2: Kalibrierung Box 1 bis Box 5											
DOSIS-2 TLD-300				DOSIS-2 TLD-600				DOSIS-2 TLD-700			
ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]
1	14423	5.08	2839.17	1	13861	16.3	852.5	1	13450	16.3	827.2
2	13523	5.08	2662.01	2	12354	16.3	759.8	2	12468	16.3	766.8
3	13858	5.08	2727.95	3	13559	16.3	833.9	3	11368	16.3	699.1
4	13683	5.08	2693.5	4	12987	16.3	798.7	4	13682	16.3	841.5
5	12331	5.08	2427.36	5	14546	16.3	894.6	5	13610	16.3	837.0
6	11321	5.08	2228.54	6	12782	16.3	786.1	6	14120	16.3	868.4
7	14182	5.08	2791.73	7	13227	16.3	813.5	7	13090	16.3	805.0
8	13763	5.08	2709.25	8	12566	16.3	772.8	8	12368	16.3	760.6
9	13280	5.08	2614.17	9	12402	16.3	762.7	9	14709	16.3	904.6
10	11661	5.08	2295.47	10	13847	16.3	851.6	10	13001	16.3	799.6
11	13059	5.08	2570.67	11	12833	16.3	789.2	11	13984	16.3	860.0
12	12408	5.08	2442.52	12	14001	16.3	861.1	12	14395	16.3	885.3
13	12655	5.08	2491.14	13	12882	16.3	792.3	13	14156	16.3	870.6
14	13584	5.08	2674.02	14	13238	16.3	814.2	14	13524	16.3	831.7
15	13695	5.08	2695.87	15	13588	16.3	835.7	15	14171	16.3	871.5
16	13804	5.08	2717.32	16	13655	16.3	839.8	16	14151	16.3	870.3
17	12874	5.08	2534.25	17	13457	16.3	827.6	17	13575	16.3	834.9
18	13479	5.08	2653.35	18	13753	16.3	845.8	18	13347	16.3	820.9
19	13341	5.08	2626.18	19	12931	16.3	795.3	19	12320	16.3	757.7
20	14001	5.08	2756.1	20	13630	16.3	838.3	20	13144	16.3	808.4
21	14548	5.08	2863.78	21	13091	16.3	805.1	21	14565	16.3	895.8
22	12599	5.08	2480.12	22	13162	16.3	809.5	22	13179	16.3	810.5
23	12487	5.08	2458.07	23	13534	16.3	832.4	23	14435	16.3	887.8
24	14440	5.08	2842.52	24	13837	16.3	851.0	24	13829	16.3	850.5
25	12604	5.08	2481.1	25	13304	16.3	818.2	25	12838	16.3	789.5
26	12382	5.08	2437.4	26	13574	16.3	834.8	26	13381	16.3	822.9
27	15367	5.08	3025	27	13427	16.3	825.8	27	13886	16.3	854.0
28	11609	5.08	2285.24	28	14182	16.3	872.2	28	14349	16.3	882.5
29	14002	5.08	2756.3	29	12830	16.3	789.1	29	13370	16.3	822.3
30	13094	5.08	2577.56	30	13257	16.3	815.3	30	13686	16.3	841.7
31	10960	5.08	2157.48	31	14237	16.3	875.6	31	13978	16.3	859.7
32	14523	5.08	2858.86	32	13605	16.3	836.7	32	14364	16.3	883.4
33	13956	5.08	2747.24	33	13386	16.3	823.3	33	13833	16.3	850.7
34	13838	5.08	2724.02	34	12957	16.3	796.9	34	13823	16.3	850.1
35	13502	5.08	2657.87	35	12346	16.3	759.3	35	13577	16.3	835.0
36	12850	5.08	2529.53	36	14131	16.3	869.1	36	14026	16.3	862.6
37	14234	5.08	2801.97	37	12718	16.3	782.2	37	14198	16.3	873.2
38	14764	5.08	2906.3	38	14083	16.3	866.1	38	13794	16.3	848.3
39	12943	5.08	2547.83	39	14728	16.3	905.8	39	12117	16.3	745.2
40	15251	5.08	3002.17	40	13325	16.3	819.5	40	12672	16.3	779.3

Tab. 8.8: Kalibrierfaktoren für DOSIS-2, Box 1 bis Box 5 aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von August 2010.

DOSIS-2: Kalibrierung Box 6 bis Box 10											
DOSIS-2 TLD-300				DOSIS-2 TLD-600				DOSIS-2 TLD-700			
ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]
41	14748	5.08	2903.15	41	13718	16.3	843.7	41	13655	16.3	839.8
42	13847	5.08	2725.79	42	13478	16.3	828.9	42	13247	16.3	814.7
43	14124	5.08	2780.31	43	14517	16.3	892.8	43	13047	16.3	802.4
44	14570	5.08	2868.11	44	12737	16.3	783.3	44	13640	16.3	838.9
45	15233	5.08	2998.62	45	13282	16.3	816.9	45	14886	16.3	915.5
46	15534	5.08	3057.87	46	12682	16.3	780.0	46	14197	16.3	873.1
47	14476	5.08	2849.61	47	12367	16.3	760.6	47	13742	16.3	845.1
48	11361	5.08	2236.42	48	14559	16.3	895.4	48	15012	16.3	923.3
49	12404	5.08	2441.73	49	13609	16.3	837.0	49	13056	16.3	803.0
50	15065	5.08	2965.55	50	14347	16.3	882.4	50	14314	16.3	880.3
51	13411	5.08	2639.96	51	14749	16.3	907.1	51	13960	16.3	858.6
52	12390	5.08	2438.98	52	14916	16.3	917.3	52	14415	16.3	886.5
53	11833	5.08	2329.33	53	11331	16.3	696.9	53	12390	16.3	762.0
54	13855	5.08	2727.36	54	12997	16.3	799.3	54	13877	16.3	853.4
55	10911	5.08	2147.83	55	14577	16.3	896.5	55	13483	16.3	829.2
56	14939	5.08	2940.75	56	12697	16.3	780.9	56	13749	16.3	845.6
57	11814	5.08	2325.59	57	12468	16.3	766.8	57	14084	16.3	866.2
58	13273	5.08	2612.8	58	12908	16.3	793.9	58	13845	16.3	851.5
59	14558	5.08	2865.75	59	12644	16.3	777.6	59	13689	16.3	841.9
60	13071	5.08	2573.03	60	13191	16.3	811.3	60	12990	16.3	798.9
61	13914	5.08	2738.98	61	12444	16.3	765.3	61	13537	16.3	832.5
62	13943	5.08	2744.69	62	12974	16.3	797.9	62	14337	16.3	881.7
63	15976	5.08	3144.88	63	14427	16.3	887.3	63	14693	16.3	903.6
64	13612	5.08	2679.53	64	12590	16.3	774.3	64	13259	16.3	815.4
65	15202	5.08	2992.52	65	13321	16.3	819.3	65	14891	16.3	915.8
66	14856	5.08	2924.41	66	13688	16.3	841.8	66	14089	16.3	866.5
67	12167	5.08	2395.08	67	13898	16.3	854.7	67	14171	16.3	871.5
68	14474	5.08	2849.21	68	14351	16.3	882.6	68	15403	16.3	947.3
69	13180	5.08	2594.49	69	13714	16.3	843.4	69	13711	16.3	843.2
70	13272	5.08	2612.6	70	14551	16.3	894.9	70	13033	16.3	801.5
71	10009	5.08	1970.28	71	13527	16.3	831.9	71	15353	16.3	944.2
72	14473	5.08	2849.02	72	13094	16.3	805.3	72	13888	16.3	854.1
73	14970	5.08	2946.85	73	13803	16.3	848.9	73	14204	16.3	873.6
74	15086	5.08	2969.69	74	13826	16.3	850.3	74	12808	16.3	787.7
75	15679	5.08	3086.42	75	13308	16.3	818.5	75	13418	16.3	825.2
76	13431	5.08	2643.9	76	13267	16.3	815.9	76	14164	16.3	871.1
77	14795	5.08	2912.4	77	12866	16.3	791.3	77	14241	16.3	875.8
78	14578	5.08	2869.69	78	14309	16.3	880.0	78	13268	16.3	816.0
79	12155	5.08	2392.72	79	14804	16.3	910.5	79	13910	16.3	855.5
80	13438	5.08	2645.28	80	15043	16.3	925.2	80	13614	16.3	837.3

Tab. 8.9: Kalibrierfaktoren für DOSIS-2, Box 6 bis Box 10 aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von August 2010.

DOSIS-2: Kalibrierung Box X und Box BG											
DOSIS-2 TLD-300				DOSIS-2 TLD-600				DOSIS-2 TLD-700			
ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]	ID	I_{Peak5} [cts]	D_{cal} [mGy]	f_{cal} [cts/mGy]
81	10160	5.08	2000	81	13405	16.3	824.4	81	14236	16.3	875.5
82	15443	5.08	3039.96	82	13326	16.3	819.6	82	13912	16.3	855.6
83	10319	5.08	2031.3	83	14030	16.3	862.9	83	14673	16.3	902.4
84	13222	5.08	2602.76	84	12426	16.3	764.2	84	13699	16.3	842.5
85	13994	5.08	2754.72	85	12905	16.3	793.7	85	13129	16.3	807.4
86	14069	5.08	2769.49	86	12841	16.3	789.7	86	13923	16.3	856.3
87	12753	5.08	2510.43	87	13193	16.3	811.4	87	13563	16.3	834.1
88	13270	5.08	2612.2	88	13424	16.3	825.6	88	14506	16.3	892.1
105	13522	5.08	2661.81	105	13539	16.3	832.7	105	14208	16.3	873.8
106	14744	5.08	2902.36	106	14170	16.3	871.5	106	14089	16.3	866.5
107	12345	5.08	2430.12	107	13949	16.3	857.9	107	13953	16.3	858.1
108	13927	5.08	2741.54	108	14188	16.3	872.6	108	13993	16.3	860.6
109	12727	5.08	2505.31	109	14036	16.3	863.2	109	14206	16.3	873.7
110	11473	5.08	2258.46	110	13490	16.3	829.6	110	14522	16.3	893.1
111	12535	5.08	2467.52	111	14239	16.3	875.7	111	13920	16.3	856.1
112	14183	5.08	2791.93	112	13730	16.3	844.4	112	13813	16.3	849.5

Tab. 8.10: Kalibrierfaktoren für DOSIS-2, Box X und Box BG aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von August 2010.

8.3 Die Ergebnisse aus DOSIS-1 und DOSIS-2

Für die ersten beiden Phasen des DOSIS-Experiments, DOSIS-1 und DOSIS-2, beinhaltete jede der TLD-Boxen (ATI 1 bis ATI 10 der PDPs mit den Bezeichnungen DOSIS-PDP-2-001 bis ...-010, die Box ATI X des PDP DOSIS-PDP-1-001 bzw. DOSIS-PDP-1-002 und das Background Paket Box BG) jeweils acht TLDs vom Typ TLD-300, TLD-600 und TLD-700. Somit sind insgesamt pro Expositionsabschnitt 288 TLDs allein vom ATI für das Experiment zur Verfügung gestanden. Die Ergebnisse für DOSIS-1 und DOSIS-2 wurden bereits in mehreren Publikationen veröffentlicht.

Nachdem die Dosimeter-Pakete nach den Expositionsphasen wieder an das ATI zurückgeliefert worden sind, konnten die TLDs mit der Anlage TL-DAT.II ausgelesen und anschließend mit dem Programm MDA ausgewertet werden. Nach einer ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien (siehe Kapitel 8.2) konnten aus diesen Daten die absorbierten Dosen D_{abs} in mGy und die HTR-Werte berechnet werden. Die detaillierte Auflistung der Auswertungen sind am Ende des Kapitels 8.3 für DOSIS-1 und DOSIS-2 in den Tabellen 8.13 bis 8.20 angeführt. Ebenso wurde die Background-Korrektur, für die Zeit der Lagerung und des Transports, durchgeführt.

Unter der Berücksichtigung der Background-Korrektur (siehe Kapitel 2.4) und der Durchführung einer Korrektur für die TL-Ausbeute in Abhängigkeit des LET (siehe Kapitel 7.2) wurde so die tägliche Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy}/\text{d}$ an Bord des Columbus-Moduls für die jeweiligen Positionen der PDPs berechnet (Tabelle 8.11).

	DOSIS-1			DOSIS-2		
	TLD-300	TLD-600	TLD-700	TLD-300	TLD-600	TLD-700
Box	Absorbierte Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ [$\mu\text{Gy}/\text{d}$]					
1	272 $\pm$ 8	325 $\pm$ 11	273 $\pm$ 2	240 $\pm$ 10	240 $\pm$ 6	233 $\pm$ 6
2	302 $\pm$ 6	340 $\pm$ 16	301 $\pm$ 7	263 $\pm$ 9	266 $\pm$ 5	267 $\pm$ 3
3	229 $\pm$ 6	269 $\pm$ 3	238 $\pm$ 4	205 $\pm$ 8	208 $\pm$ 6	207 $\pm$ 6
4	247 $\pm$ 8	271 $\pm$ 4	252 $\pm$ 7	214 $\pm$ 5	219 $\pm$ 6	217 $\pm$ 7
5	246 $\pm$ 10	276 $\pm$ 6	241 $\pm$ 7	212 $\pm$ 4	214 $\pm$ 6	203 $\pm$ 7
6	280 $\pm$ 4	301 $\pm$ 5	272 $\pm$ 5	232 $\pm$ 9	241 $\pm$ 5	232 $\pm$ 4
7	274 $\pm$ 6	303 $\pm$ 8	275 $\pm$ 5	231 $\pm$ 5	233 $\pm$ 5	226 $\pm$ 8
8	256 $\pm$ 6	286 $\pm$ 11	255 $\pm$ 5	226 $\pm$ 8	240 $\pm$ 3	226 $\pm$ 4
9	238 $\pm$ 8	257 $\pm$ 4	235 $\pm$ 6	198 $\pm$ 5	207 $\pm$ 6	197 $\pm$ 4
10	239 $\pm$ 7	263 $\pm$ 9	239 $\pm$ 5	202 $\pm$ 3	208 $\pm$ 4	205 $\pm$ 7
X	277 $\pm$ 12	286 $\pm$ 10	279 $\pm$ 5	230 $\pm$ 5	250 $\pm$ 7	245 $\pm$ 6

Tab. 8.11: Die absorbierte Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy}/\text{d}$ während DOSIS-1 und DOSIS-2 aus den TLD-Messungen.

Aus den Messungen der TLD-300 und TLD-700 geht hervor, dass die absorbierte Dosisleistung für DOSIS-1 um 26% und für DOSIS-2 um 22% innerhalb des Columbus-

Modul variiert. Der durchschnittliche Wert der absorbierten Dosisleistung pro Tag ist $260 \pm 21 \mu\text{Gy/d}$ für DOSIS-1 und $223 \pm 20 \mu\text{Gy/d}$ für DOSIS-2, was einer um 16% niedrigeren Dosisleistung als bei DOSIS-1 entspricht. Die Abbildungen 8.4 und 8.5 zeigen die absorbierte Dosisleistung bezüglich der Positionen für TLD-300 und TLD-700.

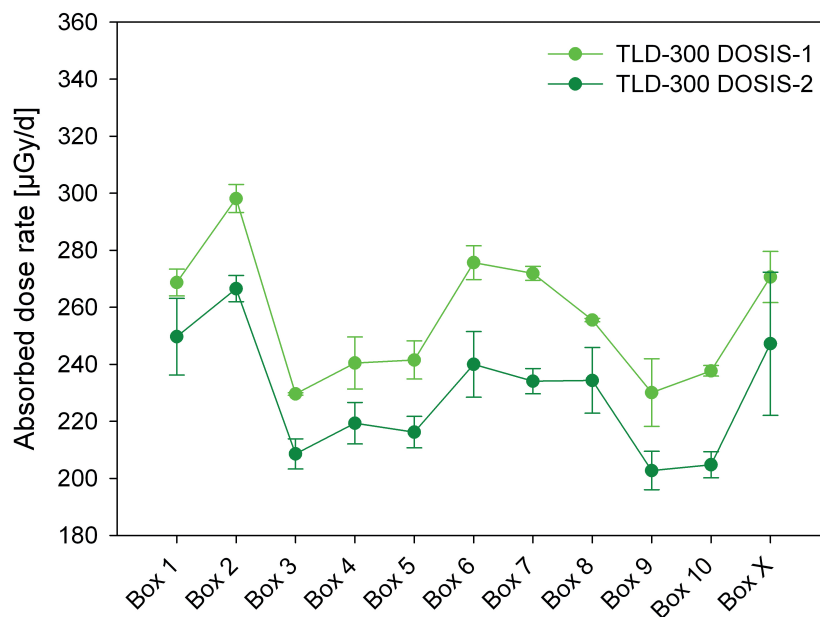


Abb. 8.4: Die Dosisverteilung innerhalb des Columbus-Moduls während der Phasen DOSIS-1 und DOSIS-2, gemessen mit TLD-300 Detektoren.

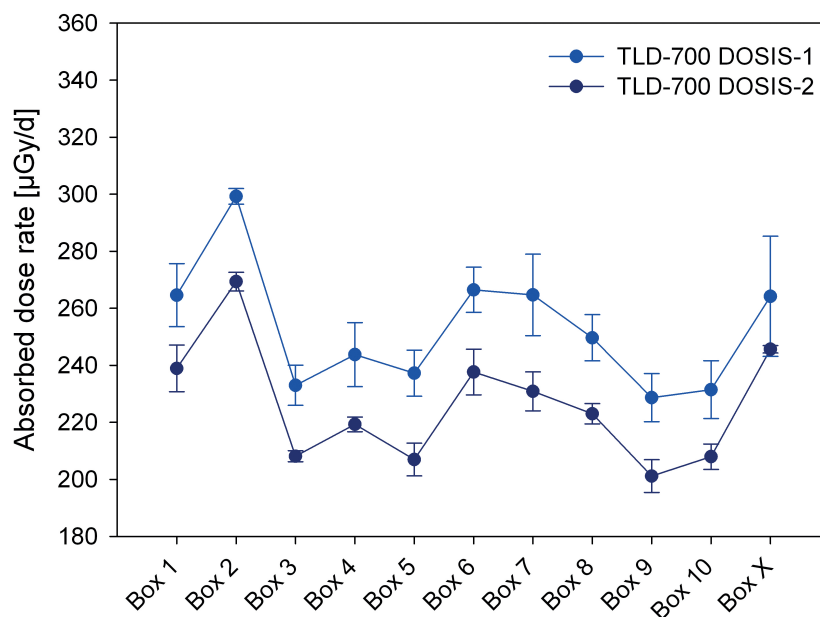


Abb. 8.5: Die Dosisverteilung innerhalb des Columbus-Moduls während der Phasen DOSIS-1 und DOSIS-2, gemessen mit TLD-700 Detektoren.

In Abbildung 8.6 ist die grafische Darstellung der Messergebnisse der Neutronenempfindlichen TLD-600 aus DOSIS-1 und DOSIS-2 zu sehen.

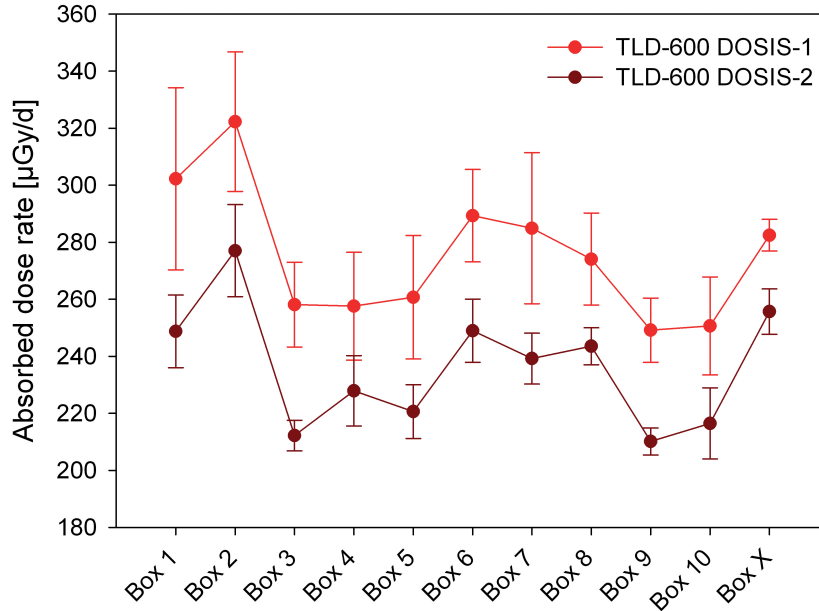


Abb. 8.6: Die Dosisverteilung innerhalb des Columbus-Moduls während der Phasen DOSIS-1 und DOSIS-2, gemessen mit TLD-600 Detektoren.

Aufgrund des Einsatzes der Detektoren TLD-600 und TLD-700 (siehe Kapitel 7.6), konnten für DOSIS-1 und DOSIS-2 die γ -äquivalente absorbierte Neutronendosisleistung $\dot{D}_{\text{abs,n}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ mittels „Pair-Methode“ und eine Neutronen-Umgebungsäquivalentdosis H_n^* in $\mu\text{Sv/d}$ berechnet werden (Tabelle 8.12).

	DOSIS-1		DOSIS-2	
Box	$\dot{D}_{\text{abs,n}}$ [$\mu\text{Gy/d}$]		H_n^* [$\mu\text{Sv/d}$]	
1	52 ± 11	178 ± 50	8 ± 9	23 ± 29
2	38 ± 18	130 ± 64	-	-
3	31 ± 5	104 ± 25	2 ± 8	5 ± 27
4	19 ± 8	65 ± 29	2 ± 10	6 ± 33
5	34 ± 9	112 ± 37	11 ± 9	38 ± 32
6	29 ± 7	97 ± 29	9 ± 6	31 ± 21
7	29 ± 9	98 ± 35	7 ± 10	23 ± 33
8	30 ± 12	102 ± 44	13 ± 5	45 ± 19
9	23 ± 7	76 ± 27	10 ± 7	33 ± 26
10	24 ± 10	82 ± 38	3 ± 8	10 ± 27
X	7 ± 12	24 ± 39	5 ± 10	18 ± 33

Tab. 8.12: Die γ -äquivalente absorbierten Neutronendosis $\dot{D}_{\text{abs,n}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ mittels „Pair-Methode“ und die Neutronen-Umgebungsäquivalentdosis H_n^* in $\mu\text{Sv/d}$ für DOSIS-1 und DOSIS-2 durch TLD-600 und TLD-700.

Beim Vergleich der absorbierten Dosisleistung von TLD-600 und TLD-700 (Tabelle 8.11) erkennt man die durchwegs höhere Dosisleistung der TLD-600 durch den höheren Wirkungsquerschnitt thermischer Neutronen in ^6Li . Für beide Expositionsabschnitte DOSIS-1 und DOSIS-2 ergab die Berechnung der absorbierten Neutronendosis und der Neutronen-Umgebungsäquivalentdosis zwar nur einen kleinen, jedoch statistisch signifikanten Beitrag zur absorbierten Dosisleistung. Eine Ausnahme waren die Ergebnisse der TLDs aus Box 2 bei DOSIS-2, deren absorbierte Neutronendosis unterhalb der Nachweisgrenze der TL-Detektoren liegt. Die Abbildungen 8.4 bis 8.6 zeigen, dass der Verlauf der absorbierten Dosisleistung innerhalb des Columbus-Moduls für alle Detektortypen sehr gut übereinstimmt.

DOSIS-1: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-300							TLD-300					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	37	36	1	278	270	11	6	38	39	3	283	286	23
	38			284				45			334		
	36			268				38			281		
	35			259				37			276		
	37			274				41			304		
	37			277				36			263		
	37			273				36			265		
	34			252				38			283		
2	42	40	2	309	299	11	7	36	37	1	269	273	6
	42			309				36			265		
	41			304				38			282		
	41			305				37			271		
	40			295				38			281		
	37			275				36			268		
	41			303				37			274		
	40			294				38			278		
3	31	32	1	231	235	6	8	34	34	1	250	255	8
	31			231				36			266		
	32			236				35			262		
	30			225				34			250		
	32			239				35			257		
	32			237				33			242		
	33			245				34			255		
	32			235				35			259		
4	34	33	1	253	246	10	9	31	32	1	229	235	11
	33			245				31			231		
	32			240				32			239		
	32			239				30			222		
	33			243				33			248		
	31			230				30			220		
	35			260				33			242		
	34			254				33			246		
5	34	33	2	253	243	12	10	32	33	2	234	243	14
	35			260				31			232		
	30			225				33			248		
	32			237				33			247		
	34			254				32			238		
	32			238				31			229		
	31			233				32			240		
	33			241				37			274		

Tab. 8.13: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-300 für DOSIS-1 (Box 1 bis 10).

DOSIS-1: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-600							TLD-600					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	43	43	2	319	321	14	6	39	41	2	292	304	16
	43			321				40			296		
	45			337				39			289		
	41			302				41			303		
	42			312				41			304		
	41			306				46			341		
	44			327				40			299		
	46			342				42			309		
2	46	44	4	343	325	32	7	41	40	2	303	295	15
	48			355				37			278		
	47			350				37			273		
	37			276				42			312		
	42			310				41			304		
	47			349				42			312		
	46			339				40			294		
	38			280				39			288		
3	41	38	4	303	280	29	8	38	38	2	280	280	13
	36			268				37			278		
	37			271				36			269		
	36			269				36			264		
	37			274				38			279		
	33			248				37			271		
	36			266				40			297		
	46			341				41			300		
4	38	37	1	281	277	4	9	36	35	1	264	263	4
	38			283				36			263		
	37			274				36			264		
	37			277				34			254		
	37			275				35			262		
	36			270				36			263		
	37			277				36			269		
	37			275				35			262		
5	38	38	1	282	282	6	10	35	36	2	259	264	15
	36			270				34			251		
	38			281				35			258		
	40			293				35			257		
	38			281				36			266		
	38			280				38			279		
	38			282				34			251		
	38			284				40			293		

Tab. 8.14: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-600 für DOSIS-1 (Box 1 bis 10).

DOSIS-1: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-700							TLD-700					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	38	38	0	278	278	2	6	37	37	1	273	277	5
	37			275				38			284		
	38			280				37			275		
	37			275				37			275		
	37			277				37			271		
	38			279				38			283		
	38			280				38			281		
	37			277				37			278		
2	40	41	1	294	307	7	7	38	38	1	284	280	5
	43			317				38			281		
	41			305				37			274		
	41			304				37			275		
	42			309				38			279		
	41			305				39			289		
	42			313				38			281		
	41			305				38			278		
3	33	33	1	242	243	4	8	35	35	1	262	261	5
	33			247				36			268		
	33			244				36			264		
	33			246				35			262		
	33			245				35			256		
	33			244				35			261		
	33			242				35			260		
	32			235				34			252		
4	34	35	1	250	257	7	9	32	32	1	240	240	6
	36			263				33			246		
	35			259				33			243		
	34			249				32			239		
	36			264				33			242		
	35			261				33			241		
	33			248				31			227		
	35			262				32			240		
5	34	33	1	253	248	7	10	32	33	1	237	244	5
	33			248				33			245		
	33			242				32			239		
	32			237				34			249		
	35			259				33			242		
	34			251				34			251		
	33			245				33			245		
	34			251				33			243		

Tab. 8.15: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-700 für DOSIS-1 (Box 1 bis 10).

DOSIS-1: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box X und BG													
	TLD-300							TLD-300					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	38	38	1	281	280	8	BG	1	1	0	7	6	0
	38			284				1			6		
	39			289				1			6		
	36			268				1			6		
	37			271				1			7		
	37			277				1			6		
	38			284				1			6		
	39			288				1			6		
	TLD-600							TLD-600					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	40	38	2	297	245	100	BG	1	1	0	6	6	0
	40			300				1			6		
	37			274				1			6		
	37			273				1			6		
	38			283				1			6		
	33			246				1			6		
	39			285				1			6		
				0				1			6		
	TLD-700							TLD-700					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	37	37	1	274	278	6	BG	1	1	0	6	6	0
	39			288				1			6		
	36			268				1			6		
	38			279				1			6		
	38			280				1			6		
	37			277				1			6		
	37			272				1			6		
	38			284				1			6		

Tab. 8.16: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ für DOSIS-1 (Box X und BG).

DOSIS-2: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-300							TLD-300					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	44	47	3	230	246	14	6	44	45	2	231	234	9
	47			248				48			251		
	48			251				44			229		
	45			236				46			243		
	52			271				43			226		
	44			230				43			227		
	47			248				44			231		
	48			251				44			232		
2	48	52	3	252	274	14	7	42	45	2	222	234	9
	55			290				44			233		
	53			278				45			236		
	55			287				48			250		
	51			267				44			231		
	50			262				46			239		
	51			266				45			235		
	55			288				43			224		
3	39	39	2	206	207	8	8	42	44	1	221	228	8
	37			195				45			234		
	41			217				45			234		
	41			213				44			231		
	39			202				44			232		
	41			215				41			215		
	40			208				43			223		
	38			198				45			235		
4	37	41	2	195	213	9	9	37	38	1	192	202	6
	40			211				38			200		
	40			212				37			196		
	42			221				39			204		
	40			212				39			205		
	42			219				39			203		
	41			215				38			200		
	43			224				41			213		
5	41	41	1	216	216	7	10	39	38	1	205	201	5
	41			217				37			196		
	41			214				39			204		
	44			232				39			206		
	41			213				38			198		
	40			209				40			207		
	42			220				38			201		
	40			212				37			193		

Tab. 8.17: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-300 für DOSIS-2 (Box 1 bis 10).

DOSIS-2: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-600							TLD-600					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	47	46	1	246	241	6	6	46	46	1	243	240	6
	45			238				46			242		
	49			255				44			231		
	46			239				46			240		
	45			238				46			242		
	46			240				48			252		
	46			240				46			239		
	45			237				45			234		
2	51	50	3	267	260	14	7	45	44	2	233	232	8
	50			262				45			233		
	52			272				41			216		
	52			271				44			230		
	52			270				44			232		
	46			240				45			236		
	50			262				44			233		
	46			239				47			245		
3	41	40	1	215	210	6	8	46	45	1	239	238	6
	39			206				46			243		
	42			219				45			237		
	40			207				47			245		
	41			216				44			232		
	39			205				45			238		
	39			207				43			227		
	39			206				46			242		
4	44	42	1	230	221	7	9	39	40	1	202	209	6
	43			223				41			215		
	41			214				38			201		
	43			223				39			203		
	43			223				41			214		
	40			211				41			214		
	41			216				39			206		
	43			227				41			213		
5	41	40	2	216	208	12	10	40	40	1	208	209	4
	41			214				41			213		
	41			213				40			211		
	36			189				40			210		
	43			226				41			217		
	40			210				39			204		
	38			198				39			205		
	38			200				39			207		

Tab. 8.18: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-600 für DOSIS-2 (Box 1 bis 10).

DOSIS-2: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-700							TLD-700					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	46	46	1	241	239	8	6	44	45	1	231	234	4
	43			225				45			237		
	47			245				45			237		
	45			237				45			237		
	47			244				45			236		
	45			236				45			233		
	45			235				44			231		
	48			250				43			227		
2	51	52	1	266	272	6	7	46	44	2	239	230	9
	52			271				43			228		
	51			270				45			234		
	51			267				45			235		
	53			280				44			229		
	54			282				44			230		
	51			266				40			212		
	52			273				45			238		
3	43	41	2	226	214	9	8	42	44	2	221	232	10
	41			215				44			230		
	40			211				49			254		
	39			205				44			231		
	40			210				44			228		
	42			221				44			229		
	38			201				46			239		
	42			222				43			224		
4	43	42	1	227	219	7	9	38	39	2	200	202	10
	42			221				43			225		
	42			220				38			198		
	43			224				38			197		
	42			222				38			199		
	42			218				38			201		
	39			203				37			192		
	42			219				39			205		
5	39	40	2	202	211	10	10	38	39	1	200	207	7
	39			205				38			199		
	42			218				40			211		
	40			209				38			198		
	42			219				40			211		
	37			195				41			215		
	41			212				41			212		
	43			224				39			206		

Tab. 8.19: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-700 für DOSIS-2 (Box 1 bis 10).

DOSIS-2: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box X und BG													
	TLD-300							TLD-300					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	43	43	2	224	226	8	BG	1	1	0	4	4	0
	41			217				1			4		
	44			229				1			4		
	45			234				1			4		
	45			235				1			4		
	41			217				1			4		
	45			235				1			4		
	42			219				1			4		
	TLD-600							TLD-600					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	47	47	2	246	248	9	BG	1	1	0	3	3	0
	45			235				1			3		
	46			242				1			3		
	47			244				1			3		
	50			261				1			3		
	50			261				1			3		
	47			248				1			3		
	48			252				1			3		
	TLD-700							TLD-700					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	45	47	1	237	246	6	BG	1	1	0	3	3	0
	47			246				1			3		
	47			244				1			3		
	48			251				1			3		
	47			245				1			3		
	49			256				1			3		
	48			252				1			3		
	46			241				1			3		

Tab. 8.20: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ für DOSIS-2 (Box X und BG).

8.4 Faltung der TLD- und PNTD-Ergebnisse

Das Ausleseverfahren von PNTDs ist eine Analyse der strukturellen Schädigung entlang der Teilchenspurs der ionisierenden Strahlung von Polyallyldiglycolcarbonat¹⁰, auch bekannt als CR-39-Kernspurdetektoren, um die absorbierte Dosis und die spektrale Verteilung des LET zu bestimmen [28]. Ein auftretendes Teilchen von ionisierender Strahlung dringt in den Detektor ein und bildet dabei eine latente Teilchenspurs. Das bestrahlte CR-39 wird mit einer heißen Natronlauge (um die 70°C) schichtweise abgeätzt, so dass die Schädigungen im PADC sichtbar werden, die dann unter dem Mikroskop bewertet werden (Abbildung 8.7).

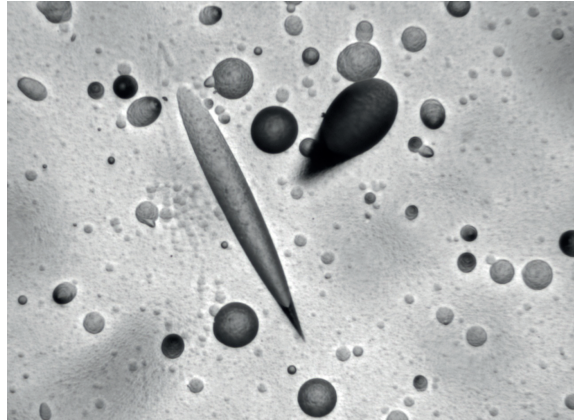


Abb. 8.7: Teilchenbahnen ionisierender Strahlung in CR-39-Kernspurdetektoren durch strukturelle Schädigung des PNTD-Materials [3].

Das Ansprechvermögen eines CR-39-Detektors ist charakterisiert durch einen Schwellenwert der Ionisationsdichte für die Erfassung ionisierender Strahlung bei einem Wert von etwa $3.5 \text{ keV}/\mu\text{m}$. Wie in Kapitel 7.2 besprochen, erfassen die TLDs die Nieder-LET-Komponente ($L < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) der ionisierenden Strahlung mit einer relativen TL-Ausbeute von $\eta_{\text{HCP},\gamma} \approx 1$, die für Teilchenarten mit einer Kernladungszahl $Z > 2$ jedoch abnimmt. Daher wird durch eine TLD-Messung der Beitrag zur absorbierten Dosis jener Teilchen mit $L \geq 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ im TL-Signal unterschätzt. Umgekehrt sind die CR-39-Detektoren vergleichsweise unempfindlich gegenüber Teilchen mit $L < 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$.

Dieses charakteristische Verhalten der zwei Detektorsysteme macht es möglich, durch eine Faltung der TLD- und PNTD-Messungen die jeweiligen Mängel im Ansprechvermögen zu kompensieren. Somit verhilft die Faltung der TLD- und CR-39-Daten zur Abdeckung des gesamten LET-Bereiches, ohne dabei die absorbierte Dosisleistung unter- oder überzubewerten. In anderen Worten ist die Trennung der absorbierten Dosis und der Äquivalentdosis für den Nieder- und Hoch-LET-Bereich der ionisierenden Strahlung derart möglich.

Die Faltung von TLD- und PNTD-Daten erfordert das Erstellen eines Fluenzspektrums mittels der CR-39-Detektoren. Dazu wurden von zwei Wissenschaftlern am DLR die CR-39-Detektoren der PDPs DOSIS-PDP-1-001 (hier für DOSIS-1 mit Box X bezeichnet) und DOSIS-PDP-1-002 (hier für DOSIS-2 ebenfalls als Box X gekennzeichnet) unabhängig voneinander für einen LET-Bereich von 10 bis $3305 \text{ keV}/\mu\text{m}$

¹⁰Polyallyldiglycolcarbonat (PADC) ist ein Polymer mit der Abkürzung CR-39.

ausgewertet und daraus die Fluenzspektren erstellt (siehe Abbildung 8.8).

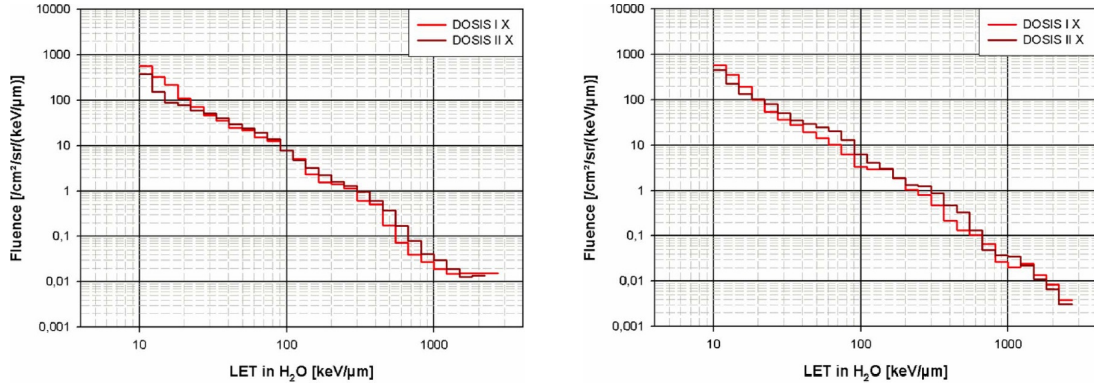


Abb. 8.8: Die Fluenzspektren aus den Ergebnissen von zwei unabhängigen Auswertungen der CR-39-Detektoren im Paket DOSIS-PDP-1-002 für DOSIS-2, ausgeführt am DLR (Quelle: DLR).

Das reduzierte Ansprechvermögen der TLD-700-Detektoren für den Hoch-LET Bereich von $L \geq 10$ keV/μm ist gegeben durch die Gleichung (Vgl. Kapitel 7.2)

$$\eta_{\text{HCP},\gamma} = \eta_0 + a \cdot e^{(-bL)} + c \cdot e^{(-dL)}. \quad (8.10)$$

Daher muss eine Korrektur für die absorbierte Dosis D^{TLD} der TLD-700-Detektoren für Teilchen mit $L \geq 10$ keV/μm durchgeführt werden [35]. Die mit der TL-Ausbeute $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ und der absorbierten Dosis im Hoch-LET-Bereich $D_{\text{H}}^{\text{PNTD}}$ korrigierte Nieder-LET Komponente D_{L} , mit dem Qualitätsfaktor $Q = 1$ nach der Definition aus IRCP-60, berechnet sich nach Gleichung (8.11),

$$D_{\text{L}} = D^{\text{TLD}} - \sum_i \eta_{\text{HCP},\gamma}(L_i) \cdot D_{\text{H}}^{\text{PNTD}}(L_i) \cdot \Delta L_i. \quad (8.11)$$

Das Faltungsintegral erstreckt sich über den ganzen Bereich von 10 bis 3305 keV/μm und wird durch die Summe über diskrete Intervalle des LET-Wertes von $\Delta L_i = 5$ keV/μm approximiert.

Damit ergibt sich die **totale absorbierte Dosis** zu

$$D_{\text{total}} = D_{\text{L}} + D_{\text{H}}^{\text{PNTD}} [\text{mGy}], \quad (8.12)$$

und die **totale Äquivalentdosis** zu

$$H_{\text{total}} = D_{\text{L}} + H_{\text{H}}^{\text{PNTD}} [\text{mSv}]. \quad (8.13)$$

Die Berechnung des **mittleren Qualitätsfaktors** $\bar{Q}$ erfolgt gemäß der Gleichung

$$\overline{Q} = \frac{D_{\text{total}}}{H_{\text{total}}}. \quad (8.14)$$

Die Werte für $D_{\text{H}}^{\text{PNTD}}$ und $H_{\text{H}}^{\text{PNTD}}$ sind direkt aus den Hoch-LET-Fluenzspektren (Abbildung 8.8) ermittelt.

Die absorbierten Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) und die Äquivalentdosis pro Tag $\dot{H}$ ($\mu\text{Sv/d}$) aus den PNTD-Messungen mit den PDPs Box X für DOSIS-1 (DOSIS-PDP-1-001) und DOSIS-2 (DOSIS-PDP-1-002) für den Hoch-LET-Bereich $L \geq 10$ $\text{keV}/\mu\text{m}$ sind in Tabelle 8.21 angeführt [3].

	Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ [$\mu\text{Gy/d}$]	Äquivalentdosisleistung $\dot{H}$ [$\mu\text{Sv/d}$]
DOSIS-1	45 ± 8	690 ± 74
DOSIS-2	37 ± 2	599 ± 37

Tab. 8.21: Zusammenfassung der Ergebnisse der PNTD-Messungen für $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) und $\dot{H}$ ($\mu\text{Sv/d}$) von DOSIS-1 und DOSIS-2 für den Hoch-LET Bereich $L \geq 10$ $\text{keV}/\mu\text{m}$.

Die absorbierten Dosisleistung ($\mu\text{Gy/d}$) und Äquivalentdosisleistung ($\mu\text{Sv/d}$) für den gesamten Bereich des LET-Spektrums, ausgewertet mittels der Faltung der TLD- und PNTD-Daten, sind in Tabelle 8.22 angegeben. Die aus den experimentellen Daten bestimmten mittleren Qualitätsfaktoren $\overline{Q}$ (siehe Gleichung (8.14)) haben die Werte 3.34 ± 0.08 für DOSIS-1 und 3.10 ± 0.04 für DOSIS-2.

	Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ [$\mu\text{Gy/d}$]	$\overline{Q}$	Äquivalentdosisleistung $\dot{H}$ [$\mu\text{Sv/d}$]
DOSIS-1	276 ± 7	3.34 ± 0.08	920 ± 73
DOSIS-2	267 ± 1	3.10 ± 0.04	828 ± 36

Tab. 8.22: Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Faltung der TLD- und PNTD-Daten für $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) und $\dot{H}$ ($\mu\text{Sv/d}$) mit den mittleren Qualitätsfaktoren von DOSIS-1 und DOSIS-2 für das gesamte LET-Spektrum von $10 \leq L < 3305$ $\text{keV}/\mu\text{m}$.

8.5 Vorläufige Ergebnisse aus DOSIS-3D-1

Die Fortsetzung des DOSIS-Experiments im Rahmen von DOSIS-3D-1 beinhaltet einige Erweiterungen zu DOSIS-1 und DOSIS-2. Es wurde ebenso, wie bei den ersten beiden Phasen die gleiche Anzahl der TLD-300, TLD-600 und TLD-700 Detektoren für die Strahlenexposition auf der ISS der gleichen Charge von DOSIS-1 verwendet. Die TL-Dosimeter konnten Anfang Jänner 2013 am ATI mit dem TL-DAT.II ausgelesen und anschließend die Glowkurven mit dem Programm MDA ausgewertet werden (siehe Tabelle 8.24 bis 8.27 am Ende des Kapitels 8.5). Vorerst wurde die Einzelchip-Kalibrierung vom Juni 2010 für die Charge der DOSIS-1-Detektoren für die Berechnung der absorbierten Dosis verwendet.

Vorerst sind die absorbierte Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ und die absorbierte Neutronendosisleistung ($\mu\text{Gy/d}$) für die jeweiligen Positionen der Detektorpakete innerhalb des Columbus-Moduls am ATI bestimmt worden (siehe Tabelle 8.23). Weitere Ergebnisse in Zusammenarbeit mit den Kooperationspartnern werden im Laufe des Jahres erwartet.

	$\dot{D}_{\text{abs}}$ [$\mu\text{Gy/d}$]			$\dot{D}_{\text{abs,n}}$ [$\mu\text{Gy/d}$]
Box	TLD-300	TLD-600	TLD-700	(Pair-Methode)
1	385 $\pm$ 18	379 $\pm$ 13	325 $\pm$ 5	54 $\pm$ 15.5
2	433 $\pm$ 14	427 $\pm$ 19	365 $\pm$ 12	62 $\pm$ 21.1
3	335 $\pm$ 12	317 $\pm$ 7	281 $\pm$ 13	36 $\pm$ 16.2
4	337 $\pm$ 13	335 $\pm$ 8	295 $\pm$ 10	41 $\pm$ 10.8
5	362 $\pm$ 12	349 $\pm$ 9	295 $\pm$ 15	54 $\pm$ 13.0
6	400 $\pm$ 9	365 $\pm$ 5	328 $\pm$ 5	37 $\pm$ 7.1
7	420 $\pm$ 11	392 $\pm$ 9	358 $\pm$ 8	35 $\pm$ 8.5
8	364 $\pm$ 9	327 $\pm$ 6	292 $\pm$ 10	35 $\pm$ 9.4
9	346 $\pm$ 12	305 $\pm$ 9	272 $\pm$ 12	33 $\pm$ 17.2
10	350 $\pm$ 10	310 $\pm$ 7	283 $\pm$ 7	27 $\pm$ 8.0
X	411 $\pm$ 7	376 $\pm$ 17	327 $\pm$ 9	48 $\pm$ 17.1
$\bar{\dot{D}}_{\text{abs}}$	377 $\pm$ 12	349 $\pm$ 20	311 $\pm$ 9	42 $\pm$ 13
σ	35 $\pm$ 3	38 $\pm$ 38	32 $\pm$ 3	11 $\pm$ 5

Tab. 8.23: Die absorbierte Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) und absorbierte Neutronendosisleistung ($\mu\text{Gy/d}$) für DOSIS-3D-1.

In Abbildung 8.9 ist der Verlauf der absorbierten Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ innerhalb des Columbus-Moduls für die jeweiligen Detektortypen TLD-300, TLD-600 und TLD-700 grafisch dargestellt. Die Berechnung der absorbierten Neutronendosisleistung $\dot{D}_{\text{abs,n}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) (siehe Abbildung 8.10) erfolgte wiederum durch Anwendung der „Pair-Methode“, woraus sich eine mittlere absorbierte Neutronendosisleistung $\bar{\dot{D}}_{\text{abs,n}}$ von 42 ± 11 $\mu\text{Gy/d}$ ergibt.

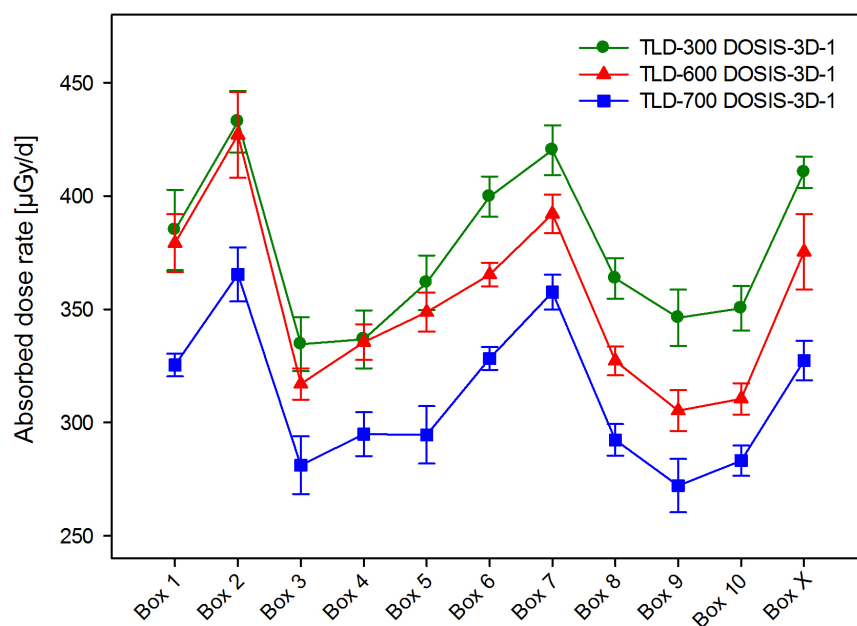


Abb. 8.9: Grafische Darstellung der absorbierten Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) aus den vorläufigen Ergebnissen von DOSIS-3D-1.

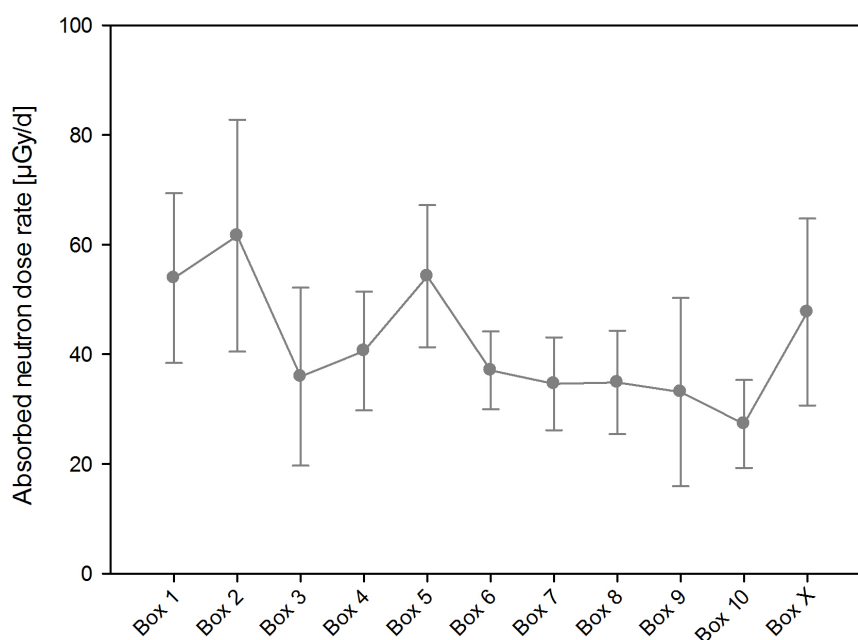


Abb. 8.10: Grafische Darstellung der absorbierten Neutronendosisleistung $\dot{D}_{\text{abs,n}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) aus den vorläufigen Ergebnissen von DOSIS-3D-1.

DOSIS-3D-1: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-300							TLD-300					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	47	48	2	374	385	18	6	52	50	1	413	400	9
	44			352				55			440		
	51			409				50			399		
	50			401				50			400		
	47			380				50			398		
	48			381				48			386		
	49			388				50			402		
	49			395				54			428		
2	54	54	2	428	433	14	7	55	53	1	436	420	11
	55			443				49			394		
	53			428				54			432		
	56			446				52			419		
	52			417				51			406		
	57			455				51			411		
	53			427				53			422		
	52			419				52			415		
3	41	42	1	324	335	12	8	45	45	1	358	364	9
	42			339				44			353		
	41			328				45			357		
	39			315				43			341		
	42			338				47			379		
	44			350				46			372		
	44			349				46			364		
	42			333				45			361		
4	41	42	2	328	337	13	9	41	43	2	332	346	12
	46			368				42			338		
	42			339				44			355		
	41			327				42			340		
	41			325				47			376		
	38			306				42			337		
	43			344				45			363		
	45			358				45			360		
5	45	45	2	360	362	12	10	45	44	1	359	350	10
	46			364				43			345		
	44			354				44			356		
	44			350				46			365		
	45			357				42			335		
	48			386				44			352		
	44			351				44			352		
	46			371				43			341		

Tab. 8.24: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-300 für DOSIS-3D-1 (Box 1 bis 10).

DOSIS-3D-1: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-600							TLD-600					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	47	47	2	374	379	13	6	46	46	1	369	365	5
	47			374				46			367		
	48			387				45			356		
	44			356				46			369		
	47			376				46			371		
	47			378				46			367		
	49			389				46			364		
	50			398				45			359		
2	50	53	2	398	427	19	7	50	49	1	399	392	9
	58			465				47			380		
	55			438				49			388		
	53			426				49			391		
	53			423				49			395		
	53			425				50			404		
	52			417				48			382		
	53			424				50			399		
3	40	40	1	323	317	7	8	41	41	1	330	327	6
	40			316				41			330		
	39			310				39			316		
	38			305				41			327		
	40			322				42			333		
	39			316				40			322		
	41			326				42			335		
	40			317				40			324		
4	43	42	1	341	335	8	9	37	38	1	299	305	9
	43			341				38			305		
	41			326				36			288		
	42			335				38			307		
	44			350				38			307		
	42			332				39			310		
	41			329				40			319		
	41			330				38			307		
5	43	44	1	348	349	9	10	39	39	1	314	310	7
	43			342				39			308		
	43			343				39			309		
	43			345				39			312		
	44			354				39			314		
	45			361				38			302		
	45			359				38			300		
	42			337				40			322		

Tab. 8.25: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-600 für DOSIS-3D-1 (Box 1 bis 10).

DOSIS-3D-1: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box 1 bis 10													
	TLD-700							TLD-700					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\overline{\dot{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
1	41	41	1	331	325	5	6	41	41	1	328	328	5
	41			326				43			340		
	41			331				41			327		
	41			327				41			324		
	40			321				41			325		
	41			329				41			329		
	40			318				41			329		
	40			320				41			325		
2	45	46	1	361	365	12	7	44	45	1	353	358	8
	46			371				45			360		
	45			357				43			347		
	47			373				45			358		
	45			356				44			352		
	44			350				46			369		
	46			367				44			353		
	48			388				46			368		
3	34	35	2	272	281	13	8	36	37	1	286	292	7
	39			311				37			300		
	35			277				36			290		
	35			284				37			299		
	34			276				37			296		
	35			283				37			299		
	34			272				36			286		
	34			274				35			282		
4	36	37	1	289	295	10	9	35	34	1	281	272	12
	39			312				37			293		
	37			293				33			267		
	36			285				33			268		
	37			296				34			269		
	37			297				34			271		
	35			283				32			252		
	38			304				34			274		
5	37	37	2	299	295	13	10	34	35	1	272	283	7
	38			301				35			279		
	36			288				35			279		
	33			268				36			289		
	38			306				36			284		
	38			307				36			288		
	36			291				35			280		
	37			296				37			293		

Tab. 8.26: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-700 für DOSIS-3D-1 (Box 1 bis 10).

DOSIS-3D-1: Auswertung TL-DAT.II und MDA; Box X und BG													
	TLD-300							TLD-300					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	52	51	1	418	410	7	BG	1	1	0	4	4	0
	51			411				1			4		
	51			411				1			4		
	43			344				1			4		
	50			399				1			4		
	52			412				1			4		
	49			389				1			4		
	57			457				1			4		
	TLD-600							TLD-600					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	48	47	2	381	375	17	BG	0	0	0	4	4	0
	51			407				0			4		
	47			373				0			4		
								0			4		
	46			369				0			3		
	45			358				0			4		
	48			380				0			4		
	45			359				0			4		
	TLD-700							TLD-700					
Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ	Box	D_{abs}	$\overline{D}_{\text{abs}}$	σ	$\dot{D}_{\text{abs}}$	$\dot{\overline{D}}_{\text{abs}}$	σ
	[mGy]			[μGy/d]				[mGy]			[μGy/d]		
X	41	41	1	325	327	9	BG	0	0	0	3	3	0
	43			341				0			4		
	40			318				0			3		
	41			325				0			3		
	41			330				0			3		
	42			334				0			3		
	39			315				0			3		
	41			331				0			4		

Tab. 8.27: Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ für DOSIS-3D-1 (Box X und BG).

9 Conclusio

Die Ergebnisse der **Auswertungen am ATI des DOSIS-Experiments** aus den ersten beiden Expositionszeiträumen DOSIS-1 und DOSIS-2 wurden bereits in zahlreichen Publikationen im Rahmen von Konferenzen, Seminaren, Vortragsreihen und in renommierten wissenschaftlichen Zeitschriften veröffentlicht (siehe beispielsweise Referenz [1], [3], [7] oder [30]). Zum einen soll die Öffentlichkeit auf dieses Thema hingewiesen werden und zum anderen die Fortschritte auf diesem Gebiet der wissenschaftlichen Gemeinschaft präsentiert werden.

Für die ersten beiden Strahlungsexpositionen an Bord des Columbus-Moduls konnten aus den TLD-300 und TLD-700 Messergebnissen die absorbierten Dosisleistungen $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) und ihre räumliche Varianz innerhalb des Moduls ermittelt werden [30]:

- DOSIS-1: $260 \pm 21 \mu\text{Gy/d}$ mit einer räumlichen Variation von $\pm 13\%$,
- DOSIS-2: $223 \pm 19 \mu\text{Gy/d}$ mit einer räumlichen Variation von $\pm 11\%$.

Mittels der „Pair-Methode“ war es aus den TLD-600 und TLD-700 Messergebnissen ebenso möglich, den Beitrag thermischer Neutronen über die absorbierte Neutronendosisleistungen $\dot{D}_{\text{abs,n}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ für die ersten beiden Strahlungsexpositionen an Bord des Columbus-Moduls miteinzukalkulieren. Diese ergeben sich zu:

- DOSIS-1: $29 \pm 34 \mu\text{Gy/d}$ bzw. $97 \pm 130 \mu\text{Sv/d}$,
- DOSIS-2: $7 \pm 26 \mu\text{Gy/d}$ bzw. $23 \pm 90 \mu\text{Sv/d}$.

Aus der Faltung der TLD- und PNTD-Daten ($\text{TLD} * \text{PNTD}$) ergab sich eine totale absorbierte Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs,tot}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) für den gesamten LET-Bereich. Damit ist eine Gesamtbewertung der Strahlenbelastung für die Besatzung auf der ISS möglich, da alle Komponenten des kosmischen Strahlungsfeldes bezüglich Strahlenqualität und Energie hinsichtlich der RBE berücksichtigt werden. Es ergibt sich für die ersten beiden Strahlungsexpositionen an Bord des Columbus-Moduls [30]:

- DOSIS-1: $276 \pm 7 \mu\text{Gy/d}$,
- DOSIS-2: $267 \pm 1 \mu\text{Gy/d}$.

Die relative biologische Wirksamkeit, die in der Umgebungsäquivalentdosis $H^*(10)$ in $\mu\text{Sv/d}$ zum Ausdruck kommt, wird über die Qualitätsfaktoren Q mit $H^* = Q \cdot \dot{D}_{\text{abs,tot}}$ berechnet. Die Qualitätsfaktoren für die ersten beiden Strahlungsexpositionen an Bord des Columbus-Moduls wurden durch das ermittelte differentielle Fluenzspektrum (Abbildung 8.8, Kapitel 8.4) in Abhängigkeit des $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$ bestimmt [30]:

- DOSIS-1: $Q = 3.3 \pm 0.1$,
- DOSIS-2: $Q = 3.1 \pm 0.1$.

Mit den Ergebnissen aus DOSIS-1 und DOSIS-2 kann eine Kartierung der Strahlenexposition an Bord des Columbus-Moduls erstellt werden, die grafisch in Abbildung 9.1 dargestellt ist. Daraus soll eine Risikobewertung der Strahlenexposition innerhalb des Moduls resultieren, die jedoch mit Unsicherheiten behaftet ist. Vor allem das Equipment, welches nicht immer an den gleichen Positionen innerhalb des Moduls vorhanden ist, und unvorhersagbare solare Teilchenereignisse erschweren dies. Die Zusammensetzung der Hüllenstruktur der ISS ist bekannt, so lassen sich mit einer Kombination von experimentellen Daten und den auf Computersimulationen gestützten Berechnungen, bereits bessere Risikobewertungen und Vorhersagen für die Strahlenbelastungen von Crew und technischem Equipment treffen. Vor allem die weiteren wissenschaftlichen Aufgabenstellungen an das DOSIS-Experiment (siehe Kapitel 2.3) verhelfen zu einem besseren Verständnis in der Transporttheorie der ionisierenden Strahlung, wodurch technische Entwicklungen für die Anforderungen von Astronauten und Raumfahrzeuge vorangetrieben werden und die Erstellung von Strahlenschutzstandards für die bemannte Weltraumfahrt eingeführt und optimiert werden.

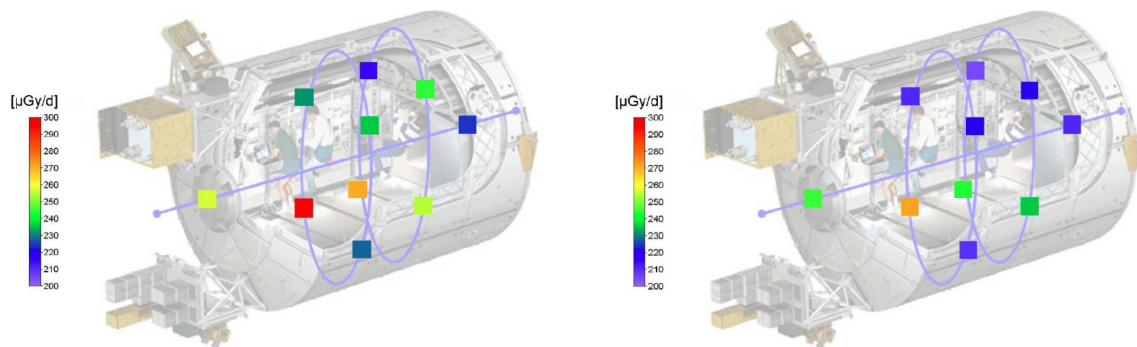


Abb. 9.1: Kartierung der Strahlenexposition für das Columbus-Modul während DOSIS-1 und DOSIS-2.

Aus dem **Vergleich der Ergebnisse von DOSIS-1 und DOSIS-2** können wichtige Schlussfolgerungen gezogen werden:

1. Die **Dosisverteilung**, welche durch die unterschiedlichen TL-Phosphore des ATI gemessen wurde, zeigten eine sehr gute Übereinstimmung in den gemessenen Dosiswerten. Es herrscht durchwegs eine Konsistenz in der räumlichen Verteilung der Dosisleistung innerhalb des Columbus-Moduls (siehe Abbildung 8.4 bis 8.5 in Kapitel 8.3).
2. Die **absorbierte Dosisleistung** für DOSIS-2 ist im Durchschnitt um 16% geringer, als die gemessene Dosisleistung für DOSIS-1. Diese Abnahme wird hauptsächlich der in der Zeit von DOSIS-1 zu DOSIS-2 zunehmenden Sonnenaktivität zugeschrieben, da eine höhere Sonnenaktivität korreliert ist mit einer Abnahme der Strahlenbelastung durch kosmische Strahlung (siehe Kapitel

3.1.2). Begründet wird dies durch die Tatsache, dass es keine außergewöhnlich starken Änderungen in der Flughöhe der ISS gab (Abbildung 9.2) und zudem unterstützen die Aufzeichnungen des aktiven Detektorsystems DOSTEL diese Schlussfolgerung. Ferner wurden weder durch DOSTEL noch anderen Detektorsystemen auffällig starke SPEs beobachtet, welche eine höhere absorbierte Dosisleistung während DOSIS-1 begründen würden.

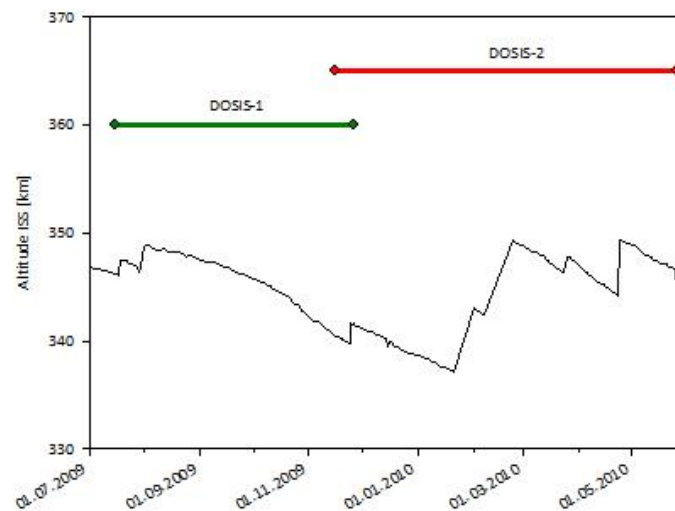


Abb. 9.2: Flughöhenschwankungen der ISS während DOSIS-1 und DOSIS-2 (Quelle: NASA Johnson Space Centre ISS Trajectory Operations Office).

3. Die Berechnung der **absorbierten Neutronendosis und der Neutronen-Äquivalentdosis** ergibt nur einen kleinen, jedoch statistisch signifikanten, Beitrag durch thermische Neutronen zur totalen absorbierten Dosisleistung.
4. Der **Beitrag durch den Hoch-LET-Bereich** ($\geq 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) zur unkorrigierten absorbierten Dosisleistung, gemessen mit TLDs, macht nur ungefähr 10% im Gegensatz zur totalen absorbierten Dosisleistung für das gesamte LET-Spektrum der kosmischen Strahlung aus. Dies folgt aus der Faltung der TLD- und PNTD-Daten. Das bedeutet, dass die „Unterbewertung“ der Strahlenbelastung durch eine reine TLD-Messung nur eine 10-prozentige Abweichung von der tatsächlichen Strahlenbelastung darstellt und TL-Detektoren also durchaus für die Personendosisüberwachung auch innerhalb eines gemischten Strahlenfeldes geeignet sind.
5. Eine **Gegenüberstellung der experimentellen Daten der Kooperationspartner** untereinander zeigt, dass die Ergebnisse ein hohes Maß an Konsistenz und Reproduzierbarkeit aufweisen und die Abweichungen durchwegs innerhalb der statistischen Unsicherheiten liegen.

Die Fortsetzung des DOSIS-Experiments wurde mit der **Phase DOSIS-3D-1** begonnen. Die vorläufige Interpretation der Ergebnisse beschränkt auf die Berechnungen der absorbierten Dosisleistung und den Vergleich mit den bisherigen bekannten Ergebnissen aus DOSIS-1 und DOSIS-2.

Im Mittel ist die, aus den TLD-Daten berechnete absorbierte Dosisleistung $\dot{\bar{D}}_{\text{abs}}$ für die jeweiligen Detektorsysteme:

- DOSIS-300: $377 \pm 12 \text{ } \mu\text{Gy/d}$,
- DOSIS-600: $349 \pm 20 \text{ } \mu\text{Gy/d}$,
- DOSIS-700: $311 \pm 9 \text{ } \mu\text{Gy/d}$,

und die, aus den Ergebnissen für die absorbierte Dosisleistung von TLD-600 und TLD-700 durch die „Pair-Methode“ berechnete, gemittelte absorbierte Neutronendosisleistung $\dot{\bar{D}}_{\text{abs,n}}$

- $\dot{\bar{D}}_{\text{abs,n}}$: $42 \pm 13 \text{ } \mu\text{Gy/d}$.

In DOSIS-1 und DOSIS-2 waren die Ergebnisse der absorbierten Dosisleistung für TLD-300- und TLD-700-Detektoren innerhalb der statistischen Unsicherheiten in guter Übereinstimmung. Für DOSIS-3D-1 gibt es jedoch auffallend starke Abweichungen in den Ergebnissen der TLD-300- und TLD-700-Messungen (siehe Tabelle 8.23 und Abbildung 8.9 in Kapitel 8.5). Da diese Tatsache nicht nur für die Auswertungen des ATI, sondern auch bei anderen Kooperationspartnern zutrifft, ist nachstehende Schlussfolgerung zum jetzigen Zeitpunkt plausibel:

Einige der Dosimeterpakete sind bei der Lieferung an die Projektleitung an das DLR in Köln, darunter auch die TLD-300-Detektoren des ATI und anderer Institute, per Flug nicht im Handgepäck transportiert worden. Dadurch wurden die Pakete während der Flughafenkontrollen mittels Röntgenstrahlung einer signifikant höheren Photonendosis ausgesetzt als es im Handgepäck der Fall gewesen wäre. $\text{CaF}_2\text{:Tm}$ -Phosphore sind wesentlich empfindlicher als LiF:Mag,Ti -Kristalle, sodass sie eine scheinbar höhere Dosis beim Transport akkumuliert haben.

Für eine weitere Aussage der vorläufigen Ergebnisse aus DOSIS-3D-1 wurden die Daten für die absorbierte Dosis mit jenen aus DOSIS-1 und DOSIS-2 verglichen. Man beobachtet den gleichen Verlauf der Dosisverteilung für DOSIS-3D-1 innerhalb des Columbus-Moduls und im Vergleich zur letzten Phase DOSIS-2 wiederum einen Anstieg in der absorbierten Dosisleistung (siehe Abbildung 9.4, 9.3 und 9.5).

Das Projekt DOSIS ist noch nicht abgeschlossen und die wissenschaftlichen Anstrengungen neue Erkenntnisse und Verbesserungen zu erlangen, liegt im Interesse aller beteiligten Kooperationspartner, damit der Erkundung des Weltraums nichts mehr im Wege steht.

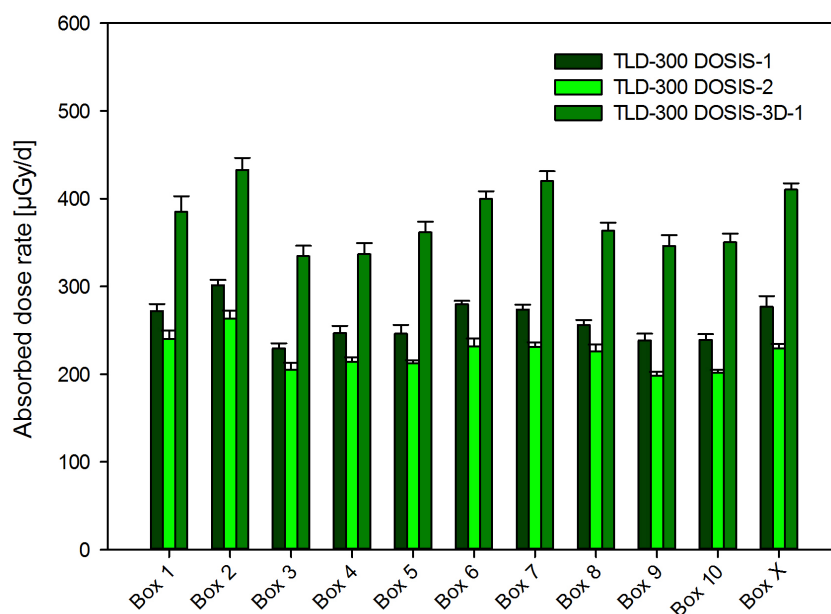


Abb. 9.3: Vergleich der absorbierten Dosisleistungen $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ der TLD-300 für DOSIS-1, DOSIS-2 und DOSIS-3D-1.

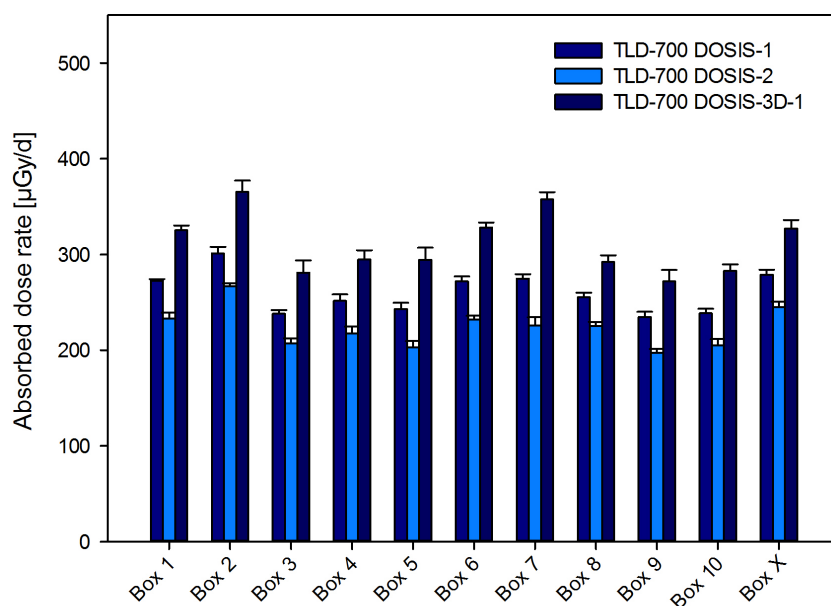


Abb. 9.4: Vergleich der absorbierten Dosisleistungen $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ der TLD-700 für DOSIS-1, DOSIS-2 und DOSIS-3D-1.

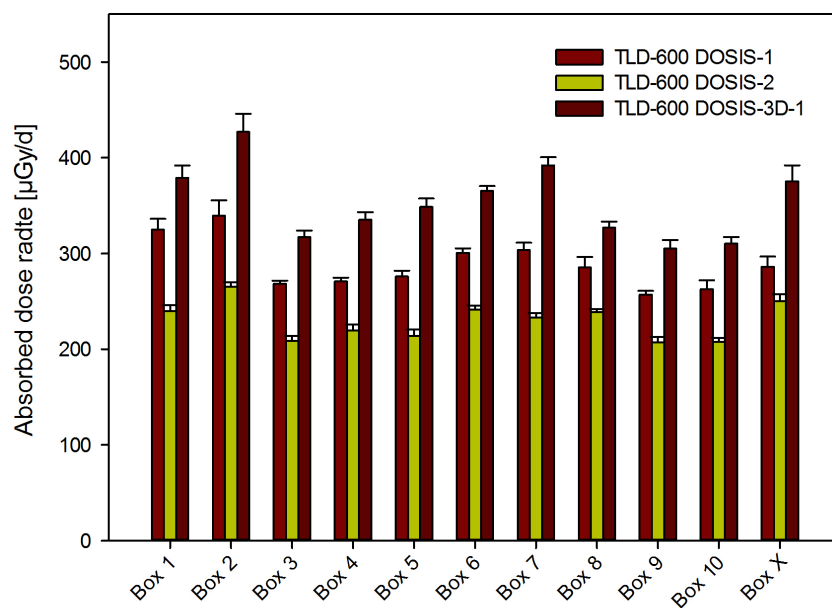


Abb. 9.5: Vergleich der absorbierten Dosisleistungen $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ der TLD-600 für DOSIS-1, DOSIS-2 und DOSIS-3D-1.

Glossar

AERI	Atomic Energy Research Institute, Budabest, Ungarn
ASAP	Austrian Space Applications Programme
ATI	Atominstitut (engl. Institute of Atomic and Subatomic Physics), Wien, Österreich
ATV	Automated Transfer Vehicle
CAU	Christian Albrechts Universität zu Kiel, Deutschland
CDSA	Collision Slowing Down Approximation
CME	Coronal Mass Ejections (koronale Massenauswürfe)
CSA	Canadian Space Agency
DIAS	Dublin Institute for Advanced Studies, Irland
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (engl. German Aerospace Centre), Köln, Deutschland
DOSIS	Dose Distribution Inside the ISS
DOSTEL	DOSimetric TELescope
ELIPS	European Programme for Life and Physical Sciences
ERB	Earth's trapped radiation belt (Van-Allen-Strahlungsgürtel)
ESA	European Space Agency (Europäische Weltraumagentur)
GCR	Galactic Cosmic Radiation (galaktische kosmische Strahlung)
HCP	Heavy Charged Particles (schwere geladene Teilchen), auch HZE
HIMAC	Heavy Ion Medical Accelerator, Chiba, Japan
HTE	High Temperature Emission
HTR	High Temperature Ratio
HTS	High Temperature Structure
HZE	High Z (HZ) and High Energy (HE) particle (schwere geladene Teilchen), auch HCP
ICRP	International Commission on Radiological Protection
ICRU	International Commission on Radiation Units and Measurements

IFJ	Institute of Nuclear Physics, Krakau, Polen
IPR	International Payload Rack
ISS	International Space Station (Internationale Raumstation)
JAXA	Japan Aerospace Exploration Agency
LEO	Low Earth Orbit (erdnahe Orbit)
LET	Linear Energy Transfer, Linearer Energietransfer
MDA	Auswerteprogramm Measuring & Data Acquisition
MUSC	Microgravity User Support Centre, DLR
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NASA-JSC	NASA Johnson Space Centre, Houston, USA
NCC	National Cancer Centre, Kashiwa, Japan
NCRP	National Council on Radiation Protection and Measurements
NIRS	National Institute of Radiological Sciences, Chiba, Japan
NIST	National Institute of Standards and Technology
NPI	Nuclear Physics Institute, Prag, Tschechische Republik
NSRL	NASA Space Radiation Laboratory, Brookhaven, USA
OHB	Orbital- und Hydrotechnologie Bremen-System AG, Deutschland
OSL	Optisch stimulierte Lumineszenz
OSU	Oklahoma State University, Stillwater, USA
PADC	Polyallyldiglycolcarbonat
PDP	Passive Detector Package, Passives Detektor-Paket
PNTD	Plastic Nuclear Track Detector
RBE	Relative Biological Effectiveness (relative biologische Wirksamkeit)
SAA	South Atlantic Anomaly (Südatlantische Anomalie)
SCK-CEN	Belgian Nuclear Research Institute, Mol, Belgien
SCR	Solar Cosmic Ray (solare kosmische Strahlung)

SIS	Schwerionen-Synchrotron (engl. Heavy-Ion Synchrotron), Darmstadt, Deutschland
SPE	Solar Particle Event (solares Teilchenereignis)
STG	Sekundärteilchengleichgewicht
TL	Thermolumineszenz
TLD	Thermolumineszenzdetektor

Tabellenverzeichnis

2.1	Kooperationspartner des DOSIS-Experiments	4
2.2	Zeitangaben zur Berechnung des Strahlungshintergrundes.	9
3.1	Abschätzung der effektiven Dosisleistung in verschiedenen Seehöhen. . .	16
4.1	Wechselwirkungskoeffizienten und verwandte Größen ([24].	21
4.2	Photonen-Wechselwirkungsprozesse mit Materie und deren Sekundärteilchen [15].	22
4.3	Einteilung der Neutronen nach ihrer Bewegungsenergie und Geschwindigkeit bei Raumtemperatur $T = 293.15$ K [15].	28
4.4	Charakteristik der unterschiedlichen Neutronenklassen [20].	29
5.1	Die wichtigsten Dosisbegriffe in der Dosimetrie und im Strahlenschutz. .	39
5.2	Definition der skalaren Strahlungsfeldgrößen [24].	40
5.3	Definition der vektoriellen Strahlungsfeldgrößen [24].	40
5.4	Dosimetrische Größen zur Beschreibung der Energieübertragung im Medium [24].	42
5.5	Dosimetrische Größen zur Beschreibung der Energiedeposition im Medium [24].	43
5.6	Zusammenhang von $LET_{\infty}H_2O$ und dem Wertebereich des Qualitätsfaktors $Q(L)$ [25].	45
5.7	Äquivalentdosisgrößen für die Orts- und Personendosimetrie [25]. . . .	46
5.8	Definition der Strahlenschutzgrößen [25].	47
5.9	Definition der Strahlungs-Wichtungsfaktoren nach ICRP-103 [25]. . .	47
5.10	Empfohlene Gewebe-Wichtungsfaktoren nach ICRP-103 [25].	48
6.1	TL-Phosphore und das experimentelle Protokoll für das DOSIS-Experiment.	56
7.1	Ionenart, Energie, LET und Reichweite einiger HCP-Arten bei den Untersuchungen der TL-Ausbeute als Funktion des LET [28].	62
8.1	Die wichtigsten Daten über die TLD-Charge beim jeweiligen Expositionsabschnitt des DOSIS-Experiments.	73
8.2	Experimentell bestimmte Filterfaktoren für TLD-300, TLD-600 und TLD-700 Detektoren [33].	75

8.3	Gerätekenndaten der Ionisationskammer für die Kalibrierung mittels Theratron an der Universitätsklinik Wien.	78
8.4	Die Mittelwerte und Standardabweichungen aus den Kalibrierdaten der jeweiligen Phasen des DOSIS-Experiments im Überblick.	80
8.5	Kalibrierfaktoren für DOSIS-1 und DOSIS-3D-1, Box 1 bis Box 5 aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von Juni 2010. .	81
8.6	Kalibrierfaktoren für DOSIS-1 und DOSIS-3D-1, Box 6 bis Box 10 aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von Juni 2010.	82
8.7	Kalibrierfaktoren für DOSIS-1 und DOSIS-3D-1, Box X und Box BG aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von Juni 2010.	83
8.8	Kalibrierfaktoren für DOSIS-2, Box 1 bis Box 5 aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von August 2010.	84
8.9	Kalibrierfaktoren für DOSIS-2, Box 6 bis Box 10 aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von August 2010.	85
8.10	Kalibrierfaktoren für DOSIS-2, Box X und Box BG aus der ^{60}Co -Kalibrierung an der Universitätsklinik Wien von August 2010.	86
8.11	Die absorbierte Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ während DOSIS-1 und DOSIS-2 aus den TLD-Messungen.	87
8.12	Die γ -äquivalente absorbierten Neutronendosis $\dot{D}_{\text{abs,n}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ mittels „Pair-Methode“ und die Neutronen-Umgebungsäquivalentdosis H_n^* in $\mu\text{Sv/d}$ für DOSIS-1 und DOSIS-2 durch TLD-600 und TLD-700. .	89
8.13	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-300 für DOSIS-1 (Box 1 bis 10).	91
8.14	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-600 für DOSIS-1 (Box 1 bis 10).	92
8.15	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-700 für DOSIS-1 (Box 1 bis 10).	93
8.16	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ für DOSIS-1 (Box X und BG).	94
8.17	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-300 für DOSIS-2 (Box 1 bis 10).	95
8.18	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-600 für DOSIS-2 (Box 1 bis 10).	96

8.19	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-700 für DOSIS-2 (Box 1 bis 10).	97
8.20	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ für DOSIS-2 (Box X und BG).	98
8.21	Zusammenfassung der Ergebnisse der PNTD-Messungen für $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) und $\dot{H}$ ($\mu\text{Sv/d}$) von DOSIS-1 und DOSIS-2 für den Hoch-LET Bereich $L \geq 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$	101
8.22	Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Faltung der TLD- und PNTD-Daten für $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) und $\dot{H}$ ($\mu\text{Sv/d}$) mit den mittleren Qualitätsfaktoren von DOSIS-1 und DOSIS-2 für das gesamte LET-Spektrum von $10 \leq L < 3305 \text{ keV}/\mu\text{m}$	101
8.23	Die absorbierte Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) und absorbierte Neutrendosisleistung ($\mu\text{Gy/d}$) für DOSIS-3D-1.	102
8.24	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-300 für DOSIS-3D-1 (Box 1 bis 10).	104
8.25	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-600 für DOSIS-3D-1 (Box 1 bis 10).	105
8.26	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ von TLD-700 für DOSIS-3D-1 (Box 1 bis 10).	106
8.27	Berechnung der absorbierten Dosis D_{abs} und Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ für DOSIS-3D-1 (Box X und BG).	107

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Internationale Weltraumstation ISS (Quelle: NASA).	1
1.2	Das Europäische Columbus Modul mit Astronaut Hans Schlegel (Quelle: NASA).	3
2.1	Die Bahnbewegung der ISS im LEO (Quelle: NASA).	7
2.2	Position des Columbus-Moduls an der ISS und die Platzierungen der PDPs innerhalb des Columbus-Moduls.	8
2.3	Die zeitliche Abfolge der bisherigen Expositions-Phasen des DOSIS-Experiments.	9
3.1	Die relative Häufigkeitsverteilung der Elemente der galaktischen kosmischen Strahlung [1].	11
3.2	Graphische Darstellung des Sonnenwindes und Solar Flares (Quelle: www.astroworld.com).	13
3.3	Die Antikorrelation der Variationen von SCR und GCR (Quelle: NMB, [10]).	14
3.4	Die Van Allen-Strahlungsgürtel und die Zyklotronbewegungen der Ladungsträger [9].	15
3.5	Absorbierte Dosisleistung, gemessen mit DOSTEL [12].	16
3.6	Darstellung der absorbierten Dosis beim Durchfliegen der SAA [13].	16
4.1	Wechselwirkungsprozesse der GCR mit der Struktur der Raumstation [1].	17
4.2	Wechselwirkungsprozess von Photonen mit Materie in Abhängigkeit der Energie E (Quelle: Joachimi, Klobes; Versuchsprotokoll „Compton-Effekt“).	27
4.3	Wechselwirkungsprozess von Photonen mit Materie in Abhängigkeit der Ordnungszahl Z (Quelle: Joachimi, Klobes; Versuchsprotokoll „Compton-Effekt“).	27
4.4	Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt von Cadmium [15].	30
4.5	Tiefendosisverteilung in gewebeäquivalentem Material verschiedener Strahlenqualitäten und Energien (Quelle: NIRS).	36
6.1	Das Bändermodell zur Beschreibung der Lumineszenzemission (Quelle: A. Jahn, IKTP AG Strahlungsphysik, 2011, TU Dresden).	50
6.2	Kristallografische Punktdefekte der TL-Phosphore.	53

6.3	Schematische Darstellung der Maxima einer Glowkurvenstruktur für LiF-Detektoren [26].	53
6.4	Die linearen, supralinearen und sublinearen Bereiche einer Glowkurve [26].	55
6.5	Der Mechanismus der Thermolumineszenz in Kristallen anhand des Bändermodells [26].	57
6.6	Ein typisches Absorptionsspektrum eines LiF-Detektors [26].	57
7.1	Glowkurve eines TLD-700 bei Bestrahlung mit 50 mGy ^{60}Co - γ -Strahlung und 50 mGy ^{20}Ne -Ionen [28].	60
7.2	Die relative TL-Ausbeute $\eta_{\text{HCP},\gamma}$ in Abhängigkeit des $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$ von TLD-700-Detektoren bei unterschiedlichen Ionenarten [30].	63
7.3	Glowkurvenstruktur unterschiedlicher TLD-Typen während DOSIS-2 mit geringem Neutronenanteil [30].	64
7.4	Glowkurvenstruktur von TLD-700 bei Bestrahlung mit Teilchen mit verschiedenem LET [2].	66
7.5	Verhältnis der relativen TL-Ausbeuten als Funktion des $\text{LET}_{\infty\text{H}_2\text{O}}$ [2].	67
7.6	Zur Definition des HTR-Parameters [7].	68
7.7	Beziehung zwischen HTR und LET für TLD-700 bei der Dosisabhängigkeit bis zu 100 mGy [2].	69
7.8	Regressionskurve der TL-Ausbeute in Bezug auf ^{60}Co γ -Strahlung in Abhängigkeit vom LET [2].	69
7.9	Das LET-Spektrum für CR-39-Detektoren für $10 < L < 366 \text{ keV}/\mu\text{m}$ (Quelle: Hajek <i>et al.</i> , Projekt Proton ICCHIBAN).	69
7.10	Die Wirkungsquerschnitte von ^6Li und ^7Li in Abhängigkeit der Neutronenenergie [7].	71
7.11	Berechnung des Neutronenanteils an der absorbierten Dosis mittels der „Pair-Methode“ [2].	71
8.1	Anordnung der TLDs in einer ATI-Box.	74
8.2	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines TL-Readers [32]. .	74
8.3	Schematische Darstellung des Ablaufs eines typischen Messverfahrens.	75
8.4	Die Dosisverteilung innerhalb des Columbus-Moduls während der Phasen DOSIS-1 und DOSIS-2, gemessen mit TLD-300 Detektoren. .	88

8.5	Die Dosisverteilung innerhalb des Columbus-Moduls während der Phasen DOSIS-1 und DOSIS-2, gemessen mit TLD-700 Detektoren. .	88
8.6	Die Dosisverteilung innerhalb des Columbus-Moduls während der Phasen DOSIS-1 und DOSIS-2, gemessen mit TLD-600 Detektoren. .	89
8.7	Teilchenbahnen ionisierender Strahlung in CR-39-Kernspurdetektoren durch strukturelle Schädigung des PNTD-Materials [3].	99
8.8	Die Fluenzspektren aus den Ergebnissen von zwei unabhängigen Auswertungen der CR-39-Detektoren im Paket DOSIS-PDP-1-002 für DOSIS-2, ausgeführt am DLR (Quelle: DLR).	100
8.9	Grafische Darstellung der absorbierten Dosisleistung $\dot{D}_{\text{abs}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) aus den vorläufigen Ergebnissen von DOSIS-3D-1.	103
8.10	Grafische Darstellung der absorbierten Neutronendosisleistung $\dot{D}_{\text{abs,n}}$ ($\mu\text{Gy/d}$) aus den vorläufigen Ergebnissen von DOSIS-3D-1.	103
9.1	Kartierung der Strahlenexposition für das Columbus-Modul während DOSIS-1 und DOSIS-2.	109
9.2	Flughöhenschwankungen der ISS während DOSIS-1 und DOSIS-2 (Quelle: NASA Johnson Space Centre ISS Trajectory Operations Office.110	
9.3	Vergleich der absorbierten Dosisleistungen $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ der TLD-300 für DOSIS-1, DOSIS-2 und DOSIS-3D-1.	112
9.4	Vergleich der absorbierten Dosisleistungen $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ der TLD-700 für DOSIS-1, DOSIS-2 und DOSIS-3D-1.	112
9.5	Vergleich der absorbierten Dosisleistungen $\dot{D}_{\text{abs}}$ in $\mu\text{Gy/d}$ der TLD-600 für DOSIS-1, DOSIS-2 und DOSIS-3D-1.	113

Referenzen

- [1] C. Hofstätter, M. Hajek, T. Berger, C. Körner, G. Reitz;
„*Monitoring of radiation exposure in the European Columbus laboratory of the International Space Station*“
Vortrag: 62nd Annual Meeting of the Austrian Physical Society, Graz;
18.09.2012 - 21.09.2012
- [2] Univ.Ass. DI Dr. Michael Hajek, Assistant Professor
„*Project Proposal to ASAP 6, DOSIS - Radiation Dose Mapping Onboard Columbus*“
Austrian Space Application Programme (ASAP), 6th Call 2008
Vienna University of Technology - Atomic Institute of the Austrian Universities
- [3] M. Hajek, C. Hofstätter, A. Zechner
„*DOSIS - Radiation Dose Mapping on Bord Columbus*“
Wissenschaftlicher Report für Austrian Research Promotion Agency, Aeronautics and Space Agency; Berichts-Nr. ATIS 1101, 2011
- [4] Univ.Ass. DI Dr. Michael Hajek, Assistant Professor
„*Technical Note 1: TL Detector Response, DOSIS-1 Detector Upload*“
July 2008 - May 2009
Vienna University of Technology - Atomic Institute of the Austrian Universities
- [5] ESA - European Space Agency
„*Human Spaceflight and Exploration - International Space Station*“
<http://www.esa.int>
- [6] DLR - Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
„*DOSIS - Neues Experiment zur Strahlenbelastung auf der ISS*“
Presse-Information 2009
<http://www.dlr.de>
- [7] C. Hofstätter, M. Hajek, T. Berger, C. Hill, C. Körner, G. Reitz;
„*TL Dosimetry in Columbus during DOSIS-2*“
Vortrag: 15th Workshop on Radiation Monitoring for the International Space Station, Frascati, Italy; 07.09.2019 - 09.09.2010;
in: <http://www.wrmiss.org>
- [8] ASM - Austrian Society for Aerospace Medicine / Life Sciences in Space;
„*Positionierung der österreichischen Forschung in Weltraummedizin und Space Life Sciences*“
1. Auflage (1. Dezember 2007), Fakultas Universitätsverlag
ISBN-13: 978-3850767835

-
- [9] E.R. Benton, E.V. Benton;
„*Space radiation dosimetry in low-Earth orbit and beyond*“
Publication in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section
B 184 (2001) 255-294;
Publisher: Elsevier, September 2001
- [10] NDB - Neutron Data Base;
„*Sonnenwind, Heliosphäre und Ausbreitung der kosmischen Strahlung*“
<http://www.nmdb.eu>
- [11] Hansruedi Völkle;
„*Die kosmische Strahlung*“
Physikdepartment der Universität Freiburg/Schweiz
Bull. Soc. Frib. Sc. Nat., Vol. 100 (2010)
- [12] Thomas Berger;
„*Radiation dosimetry onboard the International Space Station ISS*“
Dezember 2008, Zeitschrift für medizinische Physik Vol. 18, Issue 4, Seiten 265-275
- [13] Johannes Labrenz;
„*Quasi-stable radiation belt in the slot region observed by MATROSHKA*“
2010, Vortrag: 15th Workshop on Radiation Monitoring for the ISS (WRMISS),
Frascati
- [14] NCRP Report No. 153;
„*Information Needed to Make Radiation Protection Recommendations for Space Missions Beyond Low-Earth Orbit*“
Recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements, November 2006
- [15] Hanno Krieger;
„*Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*“
4. Auflage 2012, Vieweg+Teubner, GWV Fachverlag GmbH, Wiesbaden
ISBN 978-3-8348-1815-7
- [16] Otto Claus Allkofer;
„*Introduction to Cosmic Radiation*“
University of Kiel, Germany,
1975, Verlag Karl Thieme, München
ISBN 3-521-06098-5
- [17] Frank Herbert Attix;
„*Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*“
Wiley-VCH; 1 edition (September 1986)
ISBN-13: 978-0471011460

-
- [18] Prof. Dr. Wolfgang Demtröder
„*Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik*“
2. Auflage, Springer-Verlag; Heidelberg - Berlin - New York
ISBN 978-3-540-21451-9
- [19] Ervin B. Podgoršak;
„*Radiation Physics for Medical Physicists*“
2010, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
ISBN 978-3-642-00874-0
- [20] M. V. Kazarnovsky;
„*Low Energy Neutrons an their Interaction with Nuclei an Matter. Part 1*“
Landol-Börstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms, Volume 16A1
2000, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
ISBN 987-3-540-60875-8
- [21] G. Musiol, J. Ranft, R.Reif, D. Seeliger
„*Kern- und Elementarteilchenphysik*“
Verlag Harri Deutsch - Thun und Frankfurt am Main, 2. Auflage 1995
ISBN 3-8171-1404-4
- [22] H. Bichsel;
„*The Interaction of Radiation with Matter*“
Landolt-Börstein Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms, Volume 21B1
2011, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
DOI: 10.1007/978-3-642-03606-4-2
- [23] K. Weibert;
„*Grundlagen der Strahlenphysik*“
2012 Vortrag, Klinik für Strahlentherapie und Radioonkologie, Universitätsklinikum Jena
- [24] ICRU Report No. 85;
„*Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation (Revised)*“
The International Commission on Radiation Units and Measurements
2011, Journal of the ICRU Volume 11 No 1 Report 85, Oxford University Press
DOI 10.1093/jicru/ndr004
- [25] ICRP Publication 103;
„*Annals of the ICRP - The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*“
The International Commission on Radiological Protection
2007 Amsterdam, ISBN 078-0-7020-3048-2
- [26] Stephen W.S. McKeever;
„*Thermoluminescence of Solids*“
1988, Verlag Cambridge University Press, Great Britain
ISBN 987-052-136-811-7

- [27] Reuven Chen, Stephen W.S. McKeever;
„*Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena*“
1995, Verlag World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
ISBN 981-022-295-5
- [28] T. Berger, M. Hajek;
„*TL-Efficiency - Overview and experimental results over the years*“
2008, Radiation Measurements 43 (2008) 146-156
- [29] Pawel Olko;
„*Microdosimetry, track structure and the response of thermoluminescence detectors*“
2007, Radiation Measurements 41 (2007) S57-S70
- [30] C.Hofstätter, M. Hajek, T. Berger, C. Körner, G. Reitz;
„*Radiation Dose Mapping in the European Columbus Laboratory of the International Space Station*“
2012, Poster: 13th International Congress of the International Radiation Protection Society, Glasgow; 13.05.2012-18.05.2012
- [31] T.Berger, G. Reitz, M. Hajek, N. Vana;
„*Comparison of various techniques for the exact determination of absorbed dose in heavy ion fields using passive detectors*“
2006, Advances in Space Research (a COSPAR publication) 37 (2006) 1716-1721
- [32] Lars Bøtter-Jensen;
„*Luminescence Techniques: Instrumentation and Methods*“
1997, Radiation Measurements Vol. 27, No. 5/6, pp. 749-768
- [33] Isabel Schwingenschlögel;
„*Die Rolle von Thermolumineszenzdetektoren in der Dosimetrie*“
2008, Diplomarbeit am Atominstitut der TU Wien
- [34] NIST (National Institute of Standards and Technology)
„*ESTAR: Stopping Power and Range Tables for Electrons*“
<http://www.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ComTab/polystyrene>
<http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/cpmops.pl?226>
- [35] M. Hajek, T. Berger, N. Vana, M. Fugger, J. Pálfalvi, *et al.*;
„*Convolution of TLD and SSNTD measurements during the BRADOS-1 experiment onboard ISS (2001)*“
2008, Radiation Measurements 43 (2008), 1231-1236

Curriculum Vitae

Ausbildung	seit 10/2000 Studium der Technischen Physik an der TU Wien 1992-2000 Evangelisches Realgymnasium Oberschützen, Bgld. 1988-1992 Volksschule Riedlingsdorf, Bgld.
Weiterbildung & wissenschaftliche Aktivitäten	01/2013 Mitglied des Österreichischen Verbandes für Strahlenschutz 09/2012 62. Jahrestagung der ÖPG, Graz, Österreich 07/2012 TechNIKE-Workshop „Kolben, Zylinder & Co.“, TU Wien Wien, Österreich 05/2012 13th International Congress of the International Radiation Protection Association, Glasgow, Schottland 04/2011 „HAMLET: Human Model MATROSHKA for Radiation Exposure Determination of Astronauts“, Krakau, Polen 02/2011 & 02/2010 National Institute of Radiological Science, wissenschaftliche Arbeiten am Heavy Ion Medical Accelerator Chiba, Japan 09/2010 Vienna Summer School 2010, „Radiation Physics in Cultural Heritage Studies“, Wien, Österreich 09/2010 15th Workshop on Radiation Monitoring for the International Space Station, Frascati, Italien 10/2010 „HAMLET: Human Model MATROSHKA for Radiation Exposure Determination of Astronauts“, Budapest, Ungarn

Publikationsliste

Publikationsliste

„TLD Data Analysis Report Matroshka-2 Kibō“

M. Hajek, C. Hofstätter;
Bericht für European Space Agency, European Space Research and Technology Centre;
Berichts-Nr. ATIS 1201, 2012; 73 S.

„Review and cross-comparison of Matroshka phantom measurements in different compartments of the International Space Station“

M. Hajek, T. Berger, P. Bilski, D. Matthiä, M. Puchalska, A. Zechner, C. Hofstätter, G. Reitz;
Poster: 62nd Annual Meeting of the Austrian Physical Society, Graz; 18.09.2012-21.09.2012.

„Monitoring of radiation exposure in the European Columbus laboratory of the International Space Station“

C. Hofstätter, M. Hajek, T. Berger, C. Körner, G. Reitz;
Vortrag: 62nd Annual Meeting of the Austrian Physical Society, Graz; 18.09.2012-21.09.2012.

„Radiation dose mapping in the European Columbus laboratory of the International Space Station“

C. Hofstätter, M. Hajek, T. Berger, C. Körner, G. Reitz;
Poster: 13th International Congress of the International Radiation Protection Association, Glasgow; 13.05.2012-18.05.2012.

„DOSIS: Radiation Dose Mapping on Board Columbus“

M. Hajek, C. Hofstätter, A. Zechner;
Bericht für Austrian Research Promotion Agency, Aeronautics and Space Agency;
Berichts-Nr. ATIS 1101, 2011; 55 S.

„MATSIM: A voxel model for the astronaut dosimetric phantom Matroshka“

P. Beck, S. Rollet, M. Hajek, A. Zechner, M. Latoche, M. Wind, T. Berger, G. Reitz, C. Hofstätter;
in: „Radiation and its Effects on Components and Systems (RA-DECS), 2011“, IEEE, Danvers, 2011, ISBN: 978-1-4577-0587-8, S 565-568.

„Cosmic Radiation: The dark side of human spaceflight?“

C. Hofstätter, R. Bergmann, M. Dauke, M. Fugger, N. Vana, A. Zechner, M. Hajek;
Vortrag: Seminar Neue Arbeiten am Atominstitut, Wien; 07.06.2011.

Publikationsliste

Publikationsliste

„MATSIM: A numerical voxel simulation model for the astronaut dosimetric phantom Matroshka“

P. Beck, S. Rollet, M. Hajek, A. Zechner, M. Latocha, M. Wind, T. Berger, G. Reitz, C. Hofstätter;

Poster: Conference on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS), Sevilla; 19.09.2011-23.09.2011.

„TL dosimetry in Columbus during DOSIS-2“

C. Hofstätter, M. Hajek, T. Berger, C. Hill, C. Körner, G. Reitz;

Vortrag: 15th Workshop on Radiation Monitoring for the International Space Station, Frascati, Italy; 19.09.2010-09.09.2010; in: <http://www.wrmiss.org/>, (2010).

„Space radiation dosimetry: Ground based verification of the MATROSHKA facility“

T. Berger, M. Hajek, C. Hofstätter, P. Bilski, G. Reitz, J.K. Pálfalvi, L. Hager, S. Burmeister, L. Sihver, H. Kitamura, N. Yasuda, Y. Uchihoi;

Poster: HIMAC User Meeting 2010, Chiba, Japan; 19.04.2010-20.04.2010; in: „Space radiation dosimetry: Ground based verification of the MATROSHKA facility“, (2010).

„Magnetic properties of RPt_3Si “

H. Michor, E. Bauer, G. Hilscher, C. Hofstätter, R. Lackner, M. Sieberer, A. Gribov, Y. Seropegin, P. Rogl;

Poster: 20th General Conference of the Condensed Matter Division, European Physical Society, Prag; 19.07.2004-23.07.2004.

„The effect of doping upon superconductivity in $\text{La}_3\text{Ni}_2\text{B}_2\text{N}_3$ “

M. Sieberer, H. Michor, M. Della Mea, P. Hehenberger, C. Hofstätter, R. Lackner, E. Bauer, G. Hilscher, A. Grytsiv, P. Rogl;

Poster: 19th Workshop on strongly correlated systems and superconductivity, Planneralp, Österreich; 22.02.2004-28.02.2004.
