

# FEM-Simulation der dynamischen Druck- und Temperaturbelastung in Targetmaterialien der Positronenquelle für den International Linear Collider (ILC) unter der Einwirkung von kurzen hochenergetischen Teilchenstrahlpulsen



## Bachelorarbeit

der Technischen Hochschule Wildau – University of Applied Sciences

Fachbereich: Ingenieur- und Naturwissenschaften (INW)

Studiengang: Bachelorstudiengang Ingenieurwesen / Physikalische Technik

Art der Arbeit: Bachelorarbeit

Zeitraum: 21.03.2014-16.06.2014

vorgelegt von

Felix Dietrich

Matrikelnummer: 0112240285

Einrichtung: DESY Zeuthen

Betreuender Professor: Prof. Dr. rer. nat. Asta Richter

Betrieblicher Betreuer: Dr. rer. nat. Sabine Riemann

Zeuthen, 16. Juni 2014

# Bibliographische Beschreibung und Referat

Felix Dietrich

## **FEM-Simulation der dynamischen Druck- und Temperaturbelastung in Targetmaterialien der Positronenquelle für den International Linear Collider (ILC) unter der Einwirkung von kurzen hochenergetischen Teilchenstrahlpulsen**

Bachelorarbeit, Technische Hochschule Wildau 2014, 31 Seiten, 18 Abbildungen, 5 Tabellen und 12 Literaturangaben.

### **Ziel:**

Ziel ist es, Simulationsstudien zum dynamischen Verhalten des Targetmaterials WRe unter Einwirkung hochenergetischer, intensiver Teilchenstrahlen mit kurzen Pulsen durchzuführen.

### **Inhalt:**

- Modellierung des Problems mit der Finite-Elemente-Methoden-Software ANSYS.
- Statische Analyse der Temperatur und des thermomechanischen Stresses im Target.
- Transiente Analyse der zyklischen Belastung im Targetmaterial.
- Systematische Auswertung der Resultate hinsichtlich der möglichen Teilchenstrahlparameter.

### Selbständigkeitserklärung

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

Die Arbeit wurde bisher keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Ort, 16. Juni 2014

\_\_\_\_\_  
Name des Autors

## Danksagung

Diese Arbeit entstand am DESY Zeuthen in der LC Gruppe.

Ich möchte mich hiermit herzlichst bei denen bedanken, die dazu beigetragen haben, diese Arbeit entstehen zu lassen.

Mein erster Dank geht an meine betriebliche Betreuerin, Dr. Sabine Riemann, die mich zu jeder Zeit ideal unterstützt und gefördert hat und dazu das Arbeitsumfeld angenehm gestaltet hat.

Außerdem möchte ich mich bei meiner Betreuerin Prof. Dr. Richter bedanken, dass während dieser Arbeit mir wichtige Hinweise für die Arbeit gab und darüber hinaus auch immer wieder motivierende Worte fand.

Dann gilt mein Dank Dr. Andriy Ushakov und Dr. Peter Sievers, die mich auf neue Ideen gebracht haben.

Auch gilt mein Dank Dr. Friedrich Staufenbiel, der mir die Berechnungen in FLUKA zur Verfügung stellte, ohne welche die Arbeit nicht möglich gewesen wäre und mir half, den Einstieg in ANSYS zu finden.

Schließlich möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die diese Arbeit zum Schluss ihren prüfenden Augen unterzogen haben.

Unglücklicherweise kann meine Oma Anneliese, die diese Arbeit immer sehr aufmerksam verfolgt hat, die fertige Arbeit nicht mehr begutachten. Jedoch danke ich ihr sehr für ihr reges Interesse.

## Kurzreferat

Für künftige lineare Elektron-Positron Collider müssen Positronen in großer Menge während der gesamten Betriebsdauer bereitgestellt werden. Positronen werden durch gepulste hochenergetische Elektronenstrahlen erzeugt, die ein Target passieren. Entlang des Strahlwegs wird Energie deponiert, die Temperatur erhöht sich sofort und es treten erhebliche Spannungen auf. Mit der kommerziellen Software ANSYS wird die Entstehung und Ausbreitung der daraus resultierenden möglichen Stresswellen in einem W-26% Target simuliert und das dynamische Verhalten des Targetmaterials analysiert.

Die betrachtete Belastung durch den Elektronenstrahl bewirkt Stresswellen im Target, die auch  $30\mu\text{s}$  nach Abschalten der Last noch vorhanden sind. Die Spannungsbelastung, angegeben durch den von Mises Stress, liegt mit maximal 392 MPa unter der Streckgrenze. Allerdings werden Lastwechsel von bis zu 643 MPa beobachtet, die die Dauerfestigkeit des Materials übersteigen. Für ein optimales Design eines Positrontargets müssen diese Resultate berücksichtigt werden.

## Abstract

Future linear elektron-positron colliders at high energies require a huge amount of positrons during operation time. Positrons are produced by pulsed high-energy electron beams which pass a target. The deposited energy along their path is increasing the temperature immediately and causes stress in the target material. Using the commercial software package ANSYS the development and evolution of potential stress waves in a W-26% is simulated to obtain the dynamic behavior of the material. The load due to the electron beam causes stress waves which still exist  $30\mu\text{s}$  after the cut off. The maximum stress value of the von Mises stress is 392 MPa. That is well below the limit of elasticity. However, cyclic load up to 643 MPa is obtained exceeding the fatigue limit. To provide an optimum design for a positron target these results have to be taken into account.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b> . . . . .	<b>III</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b> . . . . .	<b>IV</b>
<b>1 Einleitung</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b> . . . . .	<b>3</b>
2.1 Simulation der Positronenerzeugung mit FLUKA . . . . .	3
2.1.1 Die Positronenerzeugung . . . . .	3
2.1.2 Das Simulationsprogramm FLUKA . . . . .	4
2.1.3 Stress durch Energiedeposition . . . . .	4
2.2 Simulation des Stresses im Material mit ANSYS . . . . .	4
2.2.1 Das Simulationsprogramm ANSYS . . . . .	5
2.2.2 Die Finite Elemente Methode . . . . .	5
<b>3 Die Eingangsparameter der Simulation</b> . . . . .	<b>7</b>
3.1 Das Modell für ANSYS . . . . .	7
3.1.1 Erfahrungen mit Targets für intensive Positronenquellen . . . . .	7
3.1.2 Das ANSYS Modell des Positronentargets . . . . .	8
3.1.3 Das ANSYS Modell 1 - das komplette Modell . . . . .	8
3.1.4 Das ANSYS Modell 2 - der Targetausschnitt . . . . .	9
3.2 Der FLUKA Input in ANSYS . . . . .	9
3.2.1 Die von FLUKA errechnete Energiedeposition . . . . .	9
3.2.2 FLUKA Inkludierung in ANSYS . . . . .	10
3.3 Die Zeitschritte . . . . .	10
3.3.1 Das 300 Hz-Schema . . . . .	11
3.3.2 Zeitstruktur 1 - feine Auflösung . . . . .	11
3.3.3 Zeitstruktur 2 - optimale Auflösung . . . . .	12
3.4 Das Netz . . . . .	13
3.5 Das Lösungskonzept . . . . .	14
3.5.1 Die Richtwerte für das Material . . . . .	14
3.5.2 Die simulierten Stressarten . . . . .	15
<b>4 Die Ergebnisse der Simulation</b> . . . . .	<b>16</b>

---

4.1	Die Betrachtung des von Mises Stress . . . . .	16
4.1.1	Stressverlauf in Modell 1 - das komplette Target . . . . .	16
4.1.2	Stressverlauf in Modell 2 - der Targetausschnitt . . . . .	17
4.2	Betrachtung des Normalstressses . . . . .	19
4.2.1	Stressverlauf in Modell 1 - das komplette Target . . . . .	20
4.2.2	Stressverlauf in Modell 2 - Targetausschnitt . . . . .	23
4.3	Die Interpretation der Ergebnisse . . . . .	24
4.3.1	Die allgemeinen Erkenntnisse . . . . .	24
4.3.2	Die Untersuchung der Stresswellen . . . . .	25
4.3.3	Die Untersuchung der maximalen Stresswerte . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Fazit und Ausblick . . . . .</b>	<b>29</b>
5.1	Der Stress in der Kurzzeitbetrachtung . . . . .	29
5.2	Stress in der Langzeitbetrachtung . . . . .	30
5.3	Folgerungen aus den Betrachtungen . . . . .	30
	<b>Literatur . . . . .</b>	<b>a</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Blech (Modell) unterteilt in Elemente, bestehend aus Federn. . . . .	6
3.1	Modell 1 (komplettes Target) in ANSYS. . . . .	8
3.2	Modell 2 (Targetausschnitt) in ANSYS. . . . .	9
3.3	Die Temperaturverteilung im Target verursacht durch die Energiedeposition der Teilchen. . . . .	10
3.4	Schematische Darstellung des 300 Hz-Schemas [OMORI et al. 2012]. . . . .	11
3.5	Schematische Darstellung des Temperaturanstiegs der Zeitstruktur 1 (feine Auflösung). . . . .	12
3.6	Schematische Darstellung des Temperaturanstiegs der Zeitstruktur 2 (optimale Auflösung). . . . .	13
3.7	Das Netz für das Modell 1 (komplettes Target). . . . .	14
3.8	Das Netz für das Modell 2 (Targetausschnitt). . . . .	14
4.1	Von Mises Stress für die Zeitstruktur 2 (optimale Auflösung) bei Modell 1 (komplettes Target). . . . .	17
4.2	Von Mises Stress für die Zeitstruktur 1 (feine Auflösung) für das Modell 2 (Targetausschnitt). . . . .	18
4.3	Von Mises Stress für die Zeitstruktur 2 (optimale Auflösung) bei Modell 2 (Targetausschnitt). . . . .	19
4.4	Zeitlicher Verlauf des Normalstress in X-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) bis $t = 3, 2\mu s$ . . . . .	20
4.5	Zeitlicher Verlauf des Normalstress in X-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) für $t = 22 \mu s - t = 31 \mu s$ . . . . .	21
4.6	Zeitlicher Verlauf des Normalstress in Z-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) bis $t = 3, 2 \mu s$ . . . . .	22
4.7	Zeitlicher Verlauf des Normalstress in Z-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) für $t = 22 \mu s - t = 31 \mu s$ . . . . .	22
4.8	Zeitlicher Verlauf des Normalstress in X-Richtung für das Modell 2 (Targetausschnitt) bis $t = 3, 2\mu s$ für die Zeitstruktur mit optimaler Zeitauflösung. . . . .	23
4.9	Stressverlauf der Normalstress in X-Richtung für das Modell 2 (Targetausschnitt) bis $3, 2\mu s$ . . . . .	24

## Tabellenverzeichnis

3.1	Die Materialrichtwerte für das Targetmaterial W-26% entnommen aus [SUNWOO et al. 2003].	
4.1	Übersicht über die durchgeführten Simulationen. . . . .	16
4.2	Eine Liste der maximalen Werte für den von Mises Stress und den Normalstress an bestimmten Punkten. . . . .	26
4.3	Eine Liste der Werte für den maximalen von Mises Stress. . . . .	27
4.4	Eine Liste der maximalen Stresswechsel für den Normalstress an bestimmten Punkten. . . . .	27

# 1 Einleitung

In der Physik der kleinsten Teilchen werden immer höhere Energien benötigt, um kleinste Strukturen aufzulösen und so neue Erkenntnisse über unbekannt oder bekannte Teilchen zu bekommen. Für größere Energien benötigt man jedoch auch größere Beschleuniger, da die Energie, die man pro Wegstrecke den Teilchen hinzufügen kann, von den technologischen Möglichkeiten abhängt.

Ein Projekt, das Präzisionsmessungen in der Elementarteilchenphysik ermöglicht, ist der International Linear Collider (ILC) [BEHNKE et al. 2013]. Dazu müssen im ILC Elektronen- und Positronenstrahlen, mit einer hohen Anzahl von Teilchen, kollidieren. Diese Teilchen werden in Bunchen und diversen Bunchstrains „gebündelt“, damit sie auf die notwendigen Energien gebracht werden können. In einem Linearbeschleuniger müssen im Gegensatz zu einem Speicherring wie dem Large Hadron Collider (LHC) am CERN diese Teilchen kontinuierlich bereitgestellt werden.

Während es für Elektronen bereits Teilchenquellen gibt, die die Anforderungen einer Maschine wie dem ILC genügen, muss für die Positronen erst ein passendes System entworfen werden.

Zwei Prinzipien wurden für diesen Zweck vorgeschlagen:

Zum einen die Erzeugung der Positronen mittels eines Photonenstrahls. Für diese Quelle wurde bisher nur das Funktionsprinzip getestet. Jedoch hat eine solche Quelle den Vorteil, dass mit polarisierten Photonen auch polarisierte Positronen produziert werden können. Zum anderen werden Positronen mittels eines Elektronenstrahls erzeugt. Dieses Prinzip wurde und wird bisher bei Elektron-Positron Beschleunigern genutzt. Deshalb wird eine solche Quelle „Conventional Source“ genannt. Allerdings ist mit dieser Quelle die Erzeugung eines polarisierten Positronenstrahls für einen hochenergetischen Positronen-Elektronen-Collider praktisch unmöglich.

In beiden Verfahren trifft der Strahl (Photonen oder Elektronen) ein Target, in dem die Positronen erzeugt werden. Dabei deponieren die Teilchen im Target in sehr kurzer Zeit (ms), räumlich begrenzt, eine hohe Energie und verursachen einen sofortigen Temperaturanstieg. Ist dieser zu hoch, kann die thermische Belastung des Materials zu einer Schädigung des Targets und damit zu Stillstandszeiten des Colliders führen. Insbesondere bei der „Conventional Source“ müssen enorme Wärmemengen abgeführt werden. Deshalb muss das Design für die Realisierung solcher Quellen entsprechend sicher gestaltet werden. Mit dieser Arbeit wird ein Beitrag zur Berechnung der dynamischen Belastung des Targets der „Conventional Source“ [OMORI et al. 2012] des ILC geleistet.

In Kapitel 2 werden die Grundlagen für diese Arbeit erläutert. Daraufhin wird in Kapitel 3 ein Einblick in die nötige Vorarbeit zu dieser Arbeit gegeben. Die Ergebnisse werden in Kapitel 4 präsentiert sowie diskutiert und in Kapitel 5 erläutert und zusammengefasst.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen kurz die Grundlagen erläutert werden, auf denen die Vorbereitung zur Simulation und die Auswertung der Ergebnisse basieren. Zum einen ist das der Prozess der Positronenerzeugung und die damit verbundene Energiedeposition im Target, die mit dem Simulationsprogramm FLUKA erfasst wird. Zum anderen ist dies die Entwicklung des Stresses im Targetmaterial, die mit der Software ANSYS simuliert und bewertet wird.

### 2.1 Simulation der Positronenerzeugung mit FLUKA

Im Vorfeld zu dieser Arbeit wurden Simulationen zu den Teilchenreaktionen im Target in FLUKA [FLUKATEAM 2000-2014] getätigt, von Dr. rer. nat. Friedrich Staufenbiel [Fri].

#### 2.1.1 Die Positronenerzeugung

Positronen sind die Antiteilchen der Elektronen und kommen damit sehr selten in der Natur vor, z.B. beim  $\beta$ -Zerfall der Atomkerne. Allerdings ist die Anzahl der bei solchen Zerfällen erzeugten Positronen zu gering für Beschleunigerexperimente. Aus diesen Gründen wird bei der Positronenerzeugung auf die Wechselwirkung von Photonen mit Atomkernen zurückgegriffen, die im Feld des Atomkerns in Elektronen und Positronen zerfallen.

Dieser Prozess der Paarbildung im Kernfeld dominiert bei hohen Energien ab einigen MeV der Photonen. Bei Materialien mit hohen Kernladungszahlen ist der Effekt stärker ausgeprägt, daher entstehen hier mehr Positronen.

An intensiven Positronenquellen stellt sich nun die Herausforderung, genug Positronen und Elektronen in der geforderten Zeit zu produzieren. Am ILC gibt es zwei mögliche Prinzipien.

Das Erste sieht vor, Elektronen auf hohe Energien zu bringen und in einem helischen Undulator polarisierte Photonen zu produzieren. Dieser Photonenstrahl trifft dann auf ein Target und produziert hier durch Paarbildung Elektronen und Positronen. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass ein polarisierter Positronenstrahl erzeugt werden kann.

Das zweite Verfahren wird „Conventional Source“ genannt, da es bereits in intensiven Positronenquellen benutzt wird. Es sieht vor, Elektronen direkt in ein Target zu strahlen. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den Atomkernen entstehen Photonen, die dann wiederum im selben Target durch Paarbildung Elektronen und Positronen produzieren. Für dieses Verfahren ist natürlich ein dickeres Target notwendig. Der Vorteil dieses Verfahrens ist seine Erprobtheit, auch wenn es für den ILC neu konfiguriert werden muss. Der Nachteil ist, dass der Photonenstrahl unpolarisiert ist. Die Prozess der Positronenerzeugung ist sehr komplex, kann aber von Programmen wie FLUKA berechnet werden.

### 2.1.2 Das Simulationsprogramm FLUKA

FLUKA [FLUKATEAM 2000-2014] ist eine Software zur Simulation von Wechselwirkungsprozesse von Teilchen mit Materie.

Das Programm analysiert sowohl die primären als auch die durch das Material erzeugten Teilchen. Mit einem Monte Carlo Code wie z.B. FLUKA werden alle relevanten Prozesse simuliert. Das Programm bietet dabei ein graphisches User Interface, um die Eingabe der für die Simulation erforderlichen Parameter zu vereinfachen.

### 2.1.3 Stress durch Energiedeposition

Programme wie FLUKA berechnen die Energie, die in dem Beamspace, d.h. in dem bestrahlten Bereich, deponiert wird. Die Energie äußert sich im Material als instantaner, lokal begrenzter Temperaturanstieg in kurzer Zeit. Die Temperatur kann nur mit einer begrenzten Geschwindigkeit durch das Material diffundieren. Diese ist durch Materialparameter wie die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärmekapazität definiert. Die Geschwindigkeit ist so klein, dass in den hier betrachteten Zeiträumen die Temperatur auch lokal begrenzt bleibt. Warme Bereiche sind dann bestrebt sich auszudehnen und drücken gegen die kälteren Regionen. Dieses Drücken ist als Stress im Material zu erkennen.

## 2.2 Simulation des Stresses im Material mit ANSYS

Die dynamische Stressreaktion kann mit dem Softwarepaket ANSYS, das auf einer Finite Elemente Methode (FEM) basiert, berechnet werden.

### 2.2.1 Das Simulationsprogramm ANSYS

ANSYS [ANS] ist eine Simulationssoftware, die mittels einer FEM multiphysikalische Probleme berechnet. Sie wurde in dieser Arbeit verwendet. Die Firma, die heute unter dem Namen ANSYS bekannt ist, wurde 1970 unter dem Namen Analysis Systems Inc. gegründet. Im Laufe der Jahre wurden die Methoden und Anwendungen der von ihr entwickelten Software immer vielfältiger. So ist es heute möglich, in ANSYS mechanische sowie fluidmechanische Probleme zu lösen, aber auch elektromagnetisches Verhalten lässt sich mit ANSYS simulieren. Seit 1996 hat das Unternehmen außerdem eine graphische Oberfläche geschaffen, die so genannte Workbench. Diese vereinfacht erheblich die Nutzung. Heute ist ANSYS eines der führenden Unternehmen im Bereich der Multiphysics Simulationssoftware[DIETRICH 2014].

Auf welche Weise es möglich ist, mit einer FEM die Simulation der vorliegenden Probleme einer Positronenquelle anzufertigen, wird im nächsten Abschnitt erläutert.

### 2.2.2 Die Finite Elemente Methode

Kontinuierliche Probleme wie z.B. thermische Analysen oder auch Stress im Material werden mit Systemen von partiellen Differentialgleichungen (PDG) beschrieben. Die Lösung dieser meist komplexen und komplizierten Systeme erfolgt mit Hilfe einer FEM, mit der auch die zeitliche Entwicklung simuliert werden kann. Um diese Gleichungen konkreten Problemen anzupassen, werden Randbedingungen aufgestellt, die dem zu simulierenden Modell und der Umgebung entsprechen. Das Aufstellen solcher Systeme mit Randbedingungen und das Lösen der Gleichungen ist eine sehr anspruchsvolle Aufgabe, die mathematische Kenntnisse erfordert und in der Regel nicht von einem Ingenieur gelöst werden kann, der zeitnah eine realistische Betrachtung für sein zu entwerfendes Bauteil benötigt, um festzustellen ob es der Belastung standhalten kann oder nicht. Für solche Anwendungsfälle wurden spezielle Programmpakete entworfen, die auf Basis einer FEM das Problem bearbeiten. In einer FEM wird ein kontinuierliches Problem durch eine Segmentierung des am Computer entworfenen CAD-Modells gelöst. Das Modell wird also in eine endliche Anzahl von Elementen zerlegt und das kontinuierliche Problem wird diskretisiert.

Jedem dieser Elemente können dann die Funktionen zugeordnet werden, die das Verhalten im Rahmen der betrachteten physikalischen Prozesse beschreiben. Die Funktionen werden dann mit numerischen Verfahren gelöst. Dabei kann fast jeder physikalische Prozess betrachtet werden, sei es eine Analyse eines Drahtes in einem elektromagnetischen Feld oder die Studie der Fließeigenschaften eines Mediums in einer Leitung. Der häufigste Einsatz von FEM-Simulationen findet jedoch in der Strukturmechanik statt. An einem prinzipiellen Beispiel aus diesem Bereich lässt sich die FEM gut erklären.

Für eine FEM wird zunächst ein Modell benötigt, in diesem Fall sei es eine zweidimensionale Fläche, die ein Blech darstellen soll. Dieses Modell kann nun bequem in viereckige

Flächenelemente zerlegt werden. Jetzt kann z.B. definiert werden, dass an der oberen linken Ecke des Bleches eine Zugkraft angreift. Um so einen Fall zu berechnen, können die Kanten eines Elements als Federn angesehen werden.

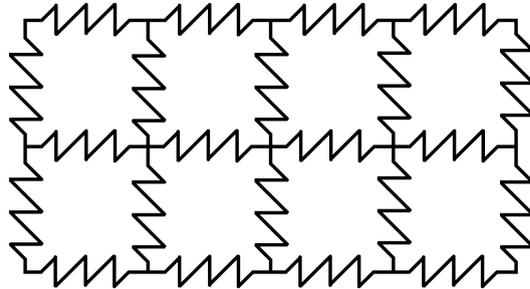


Abbildung 2.1: Das Blech (Modell) unterteilt in Elemente, bestehend aus Federn.

Metall verhält sich im elastischen Bereich wie eine Feder und folgt der Gleichung  $F = kx$ , wobei  $F$  die angreifende Kraft,  $k$  die Federkonstante und  $x$  die Ausdehnung ist. Folgt nun jede Kante dieser Gleichung und sind alle Federn ideal miteinander verbunden, so dass sie weder abreißen noch sich gegeneinander verschieben können, kann das Modell gelöst werden. Das bedeutet, dass sowohl die Verformung als auch die Kräfte im Modell an verschiedenen Stellen berechnet werden können. Allerdings ist dieser Modellansatz begrenzt. So kann z.B. keine plastische Verformung berechnet werden, da das Material sich dabei nicht mehr wie eine Feder verhält.

Aus dieser vereinfachten Darstellung ist die Funktionsweise der FEM zu ersehen. In der Realität werden für jedes Element die entsprechenden Gleichungen aufgestellt und gelöst. Je feiner ein Modell unterteilt wird desto genauer ist die Rechnung, jedoch steigt mit der Anzahl der Elemente auch die Rechenzeit. Deshalb ist genau zu überlegen, wie fein ein Modell unterteilt werden muss. Wird es zu „grob“ unterteilt, kann es zu Fehlern beim Lösen der Gleichungssysteme, die die Elemente definieren, kommen. Da die Gleichungssysteme numerisch gelöst werden, spricht man in einem solchen Fall von numerischen Fehlern. In solchen und anderen Fällen wie z.B. fehlerhaften Randbedingungen in der Simulation liegt die Gefahr bei einer FEM, denn zweifelhafte oder gar falsche Ergebnisse können von ungeübten Augen als richtig angesehen werden und damit wäre die ganze Simulation hinfällig. Solche Fehlinterpretationen hat die FEM häufig in Verruf gebracht. Daher muss das Ergebnis einer FEM immer auf seine Plausibilität überprüft werden [STEINBUCH 1989]. Programme wie ANSYS verwenden eine FEM, um verschiedenen Simulationen durchzuführen.

## 3 Die Eingangsparameter der Simulation

In den nächsten Abschnitten wird erläutert, wie das Modell, die Zeitstruktur und die Diskretisierung mit einem so genannten Netz in ANSYS umgesetzt wurde.

Dabei wird die „Conventional Source“ mit einer Wolfram-Rhenium-Legierung (W-26%) als Targetmaterial untersucht. Die Betrachtung weiterer Targetmaterialien bzw. das Verhalten von Targets in einer undulator-basierten Positronenquelle würde analog verlaufen, war aber aus zeitlichen Gründen nicht möglich.

### 3.1 Das Modell für ANSYS

#### 3.1.1 Erfahrungen mit Targets für intensive Positronenquellen

Alle intensiven Positronenquellen haben das Problem der enormen Wärmedeposition im Target aufgrund der Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem Material. Ein Beispiel für den Einsatz intensiver Positronenquellen ist der Stanford Linear Elektron-Positron Collider (SLC). Dessen Positronenquelle lieferte  $5 \times 10^{10}$  Positronen pro Bunch mit einer Frequenz von 120 Hz. Das Target dieser Quelle dient noch heute als Benchmark und Ausgangspunkt für das Design von weiteren intensiven Positronenquellen [SUNWOO et al. 2003]. Auch in dieser Arbeit wurde es als Muster für den Aufbau des Targets verwendet. Das SLC Target bestand aus einer Scheibe bestehend aus W-26%, die langsam rotierte. Durch die Drehung traf der Strahl bei jedem Puls eine andere Stelle, da er nicht auf das Zentrum des Targets fokussiert war. So konnte sich in einer bereits getroffenen Stelle ein Gleichgewicht herstellen, bevor sie erneut getroffen wurde. Das bedeutet, dass der Temperatenausgleich fortgeschritten und damit der dynamische Stress-Anteil weitgehend abgeklungen ist. Zur Wärmeabfuhr besaß das Target eine Wasserkühlung in einer Silberschicht, die gleichzeitig als Dämpfung für dynamischen Stress fungierte.

Trotz aller dieser Vorkehrungen war das SLC Target nach zweijähriger Benutzung zerstört. Bei Untersuchungen am Target wurden reale Belastungsgrenzen für ein Target aus einer Wolfram-Rhenium-Legierung unter Bestrahlung festgelegt, die ebenso für das ILC-Target gelten. Die Größe des ILC Targets und Umdrehungsgeschwindigkeit wurden unter Betrachtung der SLC Benchmarks so gewählt, dass die lokale Belastung abgeklungen sein sollte, wenn die Stelle erneut getroffen wird.

### 3.1.2 Das ANSYS Modell des Positronentargets

Das Grundmodell für die Simulationen ist eine modifizierte Variante des SLC-Targets. Es ist eine Scheibe der Dicke  $d = 135$  mm, deren zentraler Teil, mit einem Radius von 120 mm, aus W-26% besteht. Um diese Scheibe schließt sich ein Silberring mit dem Außenradius  $r_{Ag} = 130$  mm. In dieser Silberschicht sollen sich später die Kühlleitungen befinden, diese wurden hier aber vernachlässigt. Umrahmt wird das Target von einem Eisenmantel mit dem Außenradius  $r_{Fe} = 135$  mm. Der Teilchenstrahl soll das Target im W-26% in einer Entfernung vom Mittelpunkt von  $r = 107,5$  mm treffen. Die Rotationsgeschwindigkeit des Targets wurde dabei festgelegt auf  $5 \frac{m}{s}$ , um den sofortigen Temperaturanstieg zu begrenzen.

### 3.1.3 Das ANSYS Modell 1 - das komplette Modell

Das Modell 1 (komplettes Target) orientiert sich an der modifizierten Variante des SLC-Targets.

Um das Modell für die FEM optimal zu diskretisieren, ist der W-26%-Kern in 2 Sektionen unterteilt. Das ermöglicht später bei der Erstellung des Netzes in diesen Bereichen feinere bzw. gröbere Unterteilungen.

Um Rechenzeit zu sparen, wird die Rotationssymmetrie des Targets ausgenutzt, und die X-Z-Ebene sowie die Y-Z-Ebene werden als Symmetrieebenen definiert. Dadurch wird das Modell auf eine Viertelscheibe reduziert. Dies ist möglich, wie in dem der Arbeit vorausgegangen Praktikumsbericht gezeigt [DIETRICH 2014] [SIEVERS 1974] [MONTANEZ und SIEVERS 2000]. Das Modell hat den Vorteil, dass die dynamische Reaktion des gesamten Targets erfasst werden kann.

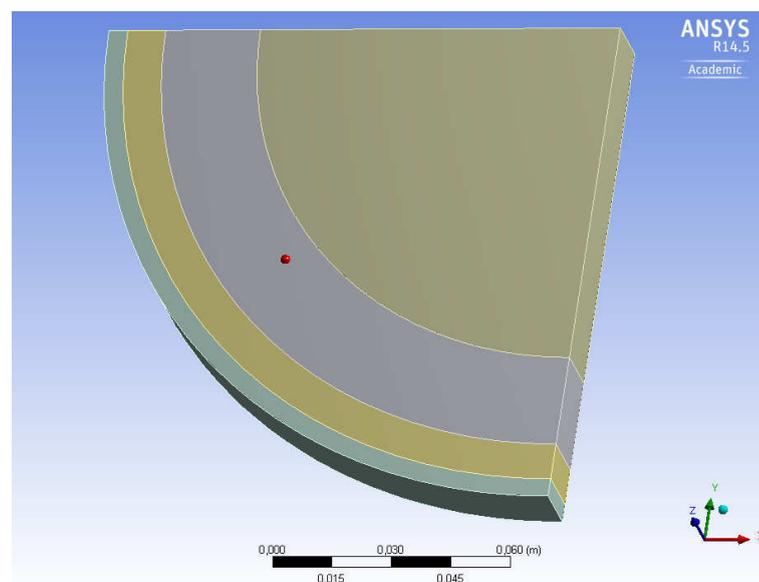


Abbildung 3.1: Modell 1 (komplettes Target) in ANSYS.

### 3.1.4 Das ANSYS Modell 2 - der Targetausschnitt

Das Modell 2 (Targetausschnitt) ist im Wesentlichen ein Zylinder. Dieser stellt den Bereich dar, in dem der Strahl auf das Target trifft. Der Radius des Zylinders ist größer als der Strahlradius und beträgt  $r=22$  mm. Der Zylinder ist nicht weiter unterteilt und besteht aus W-26%.

Der Vorteil des Modells ist, dass die dynamischen Reaktionen des Targets innerhalb des erhitzten Bereichs genau aufgelöst werden können.

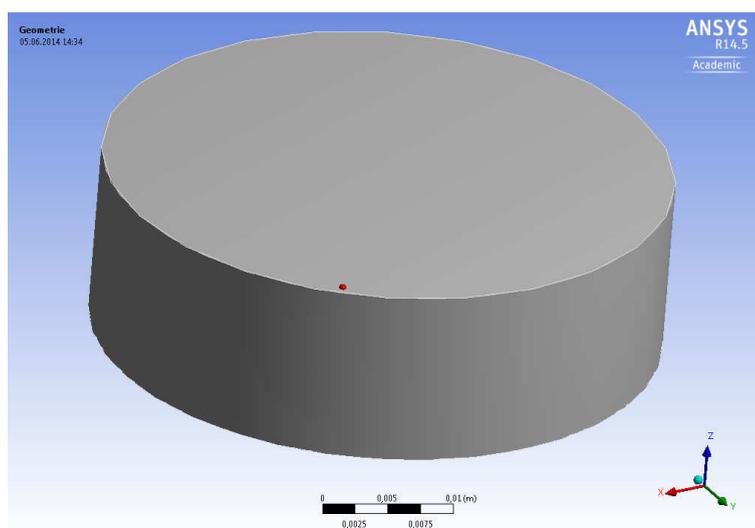


Abbildung 3.2: Modell 2 (Targetausschnitt) in ANSYS.

## 3.2 Der FLUKA Input in ANSYS

### 3.2.1 Die von FLUKA errechnete Energiedeposition

Wie im Kapitel 2.1.1 beschrieben, deponieren die Elektronen Energie im Target. Dies äußert sich als sofortiger Anstieg der Temperatur im betroffenen Bereich.

Je mehr Teilchen mit dem Targetmaterial reagieren, desto höher ist am Ende die Temperatur. Dabei ist zu beachten, dass die Elektronen nicht an der Oberfläche wechselwirken, sondern erst ab einer bestimmten Tiefe im Material, die von der Energie der Elektronen und vom Material abhängt. Durch die Wechselwirkungen werden die Strahlteilchen sowie die erzeugten Elektronen-Positronen-Paare gestreut und der Strahl wird langsam aufgeweitet. Damit verbreitert sich natürlich auch die erwärmte Zone im Target. Durch den Teilchenschauer und dessen Aufweitung entsteht sowohl eine Verteilung in radialer Richtung als auch in Strahlrichtung. Dieses Verhalten erschafft eine kegelförmige Struktur der erwärmten Zone im Target, wie es in Bild 3.3 dargestellt ist. Der Teilchenstrahl hatte dabei einen Radius von  $r = 18$  mm.

In FLUKA wurde eine Energiedeposition von 35 kW durch den Elektronenstrahl von 6

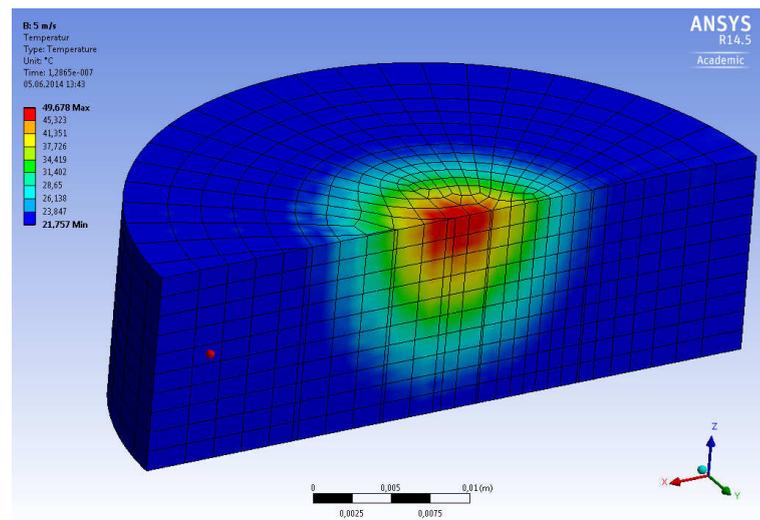


Abbildung 3.3: Die Temperaturverteilung im Target verursacht durch die Energiedeposition der Teilchen.

GeV im Target der ILC-Positronquelle ermittelt. Beim Target der SLC-Positronenquelle lag die Energiedeposition bei 5 kW, jedoch mit einem Elektronenstrahl von 33 GeV [STEIN et al. 2001].

### 3.2.2 FLUKA Inkludierung in ANSYS

Die Ergebnisse der FLUKA Simulation zum Teilchenschauer werden als DAT-File ausgegeben, welches es ermöglicht, in ANSYS Heizer, also „Wärmequellen“ zu schaffen. Diese fügen dem Modell eine Wärmemenge zu, so dass es sich aufheizt. Mit Faktoren für die Heizer in ANSYS kann die Wärmemenge so reguliert werden, dass sie der von FLUKA ermittelten Temperatur entspricht. In ANSYS wird der Bereich in der Geometrie definiert, auf den die Heizerverteilung angewendet wird. Die Datei lässt sich an einen beliebigen Orte im Modell schieben und auch auf bestimmte Sektionen des Modells begrenzen. Das Einlesen wird als Mapping bezeichnet.

Im Modell 1 (komplettes Target) ist nur der äußere W-26%-Bereich gemappt, im Modell 2 (Targetausschnitt) wird auf Grund der kleineren Abmessungen des Modells der komplette Körper gemappt. Auf diese Weise kann die Erwärmung auf Grund der Energiedeposition im Target simuliert werden.

## 3.3 Die Zeitschritte

Neben der Modellbildung ist die Definition der Zeitschritte in einer FEM-Analyse sehr wichtig. Allgemein sollte bei einer FEM der Wert eines Zeitschrittes nicht größer werden

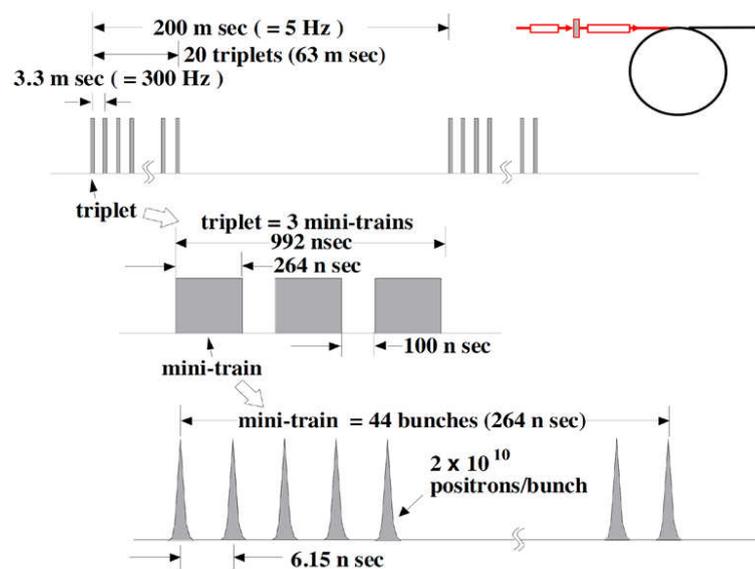


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des 300 Hz-Schemas [OMORI et al. 2012].

als die Zeit, die die Schallgeschwindigkeit benötigt, um das kleinste Element zu passieren [GEBHARDT 2012]. In dieser Arbeit ist jedoch die Zeitstruktur schon vorgegeben durch das 300 Hz-Schema, das die zeitliche Abfolge der Bunche im Elektronenstrahl vorgibt. Daher wurde das Netz an die Zeitschritte angepasst.

Beide betrachteten Zeitstrukturen orientieren sich am 300 Hz-Schema.

### 3.3.1 Das 300 Hz-Schema

Um die Wärmebelastung bei der „Conventional Source“ zu reduzieren, wurde von T. Omori das 300Hz-Schema vorgeschlagen [OMORI et al. 2012]. Dieses sieht vor, die ILC-Bunchstruktur zeitlich zu strecken, um die thermische Spitzenbelastung zu reduzieren. Ein Bunch besteht aus etwa  $2 \times 10^{10}$  Elektronen. Im 300 Hz-Schema bilden 44 Bunche in einem zeitlichen Abstand von 6,15 ns einen Mini-Train, und 3 Mini Trains, mit einem zeitlichen Abstand von 100 ns, bilden ein Triplet. 20 Triplets, die alle 3,3 ms auf das Target treffen, formen dann den gesamten Puls. Die Pulse werden mit einer Frequenz von 5 Hz erzeugt.

Mit dieser Bunchstruktur wird die Belastung des ILC-Targets von 1 ms auf 63 ms verteilt. Damit ist es möglich, die Rotationsgeschwindigkeit deutlich zu reduzieren, da die deponierte Energie pro Zeit wesentlich geringer ist. Die 300 Hz Struktur wird in den nächsten 2 Abschnitten auf 2 verschiedene Weisen in ANSYS integriert.

### 3.3.2 Zeitstruktur 1 - feine Auflösung

Um eine möglichst feine zeitliche Auflösung zu erhalten, wird in der Zeitstruktur 1 (feine Auflösung) jeder Bunch einzeln als Heizprozess aufgelöst, wie in Bild 3.5 zu sehen.

Der Bunch wird in 3 Lastschritte aufgeteilt. Der erste Lastschritt ist 250 ps lang und definiert den ersten Teil des Bunches, der zweite ist ebenfalls 250 ps lang und markiert die zweite Hälfte des Bunches, der dritte Lastschritt ist 6,05 ns lang und stellt die Pause dar, also den Zeitraum, in dem nicht geheizt wird. Jeder dieser Lastschritte ist nicht in weitere Zeitschritte unterteilt.

Nach dem 44. Bunch wird die Pause auf 100 ns erweitert. Diese wird dann in 20 einzelne Zeitschritte unterteilt, um die dynamische Reaktion des Targets zu erfassen.

Diese Zeitstruktur ist sehr genau und ermöglicht es, die Reaktion des Materials auf den Heizprozess exakt zu untersuchen. Allerdings ist die daraus resultierende Datenmenge sehr groß.

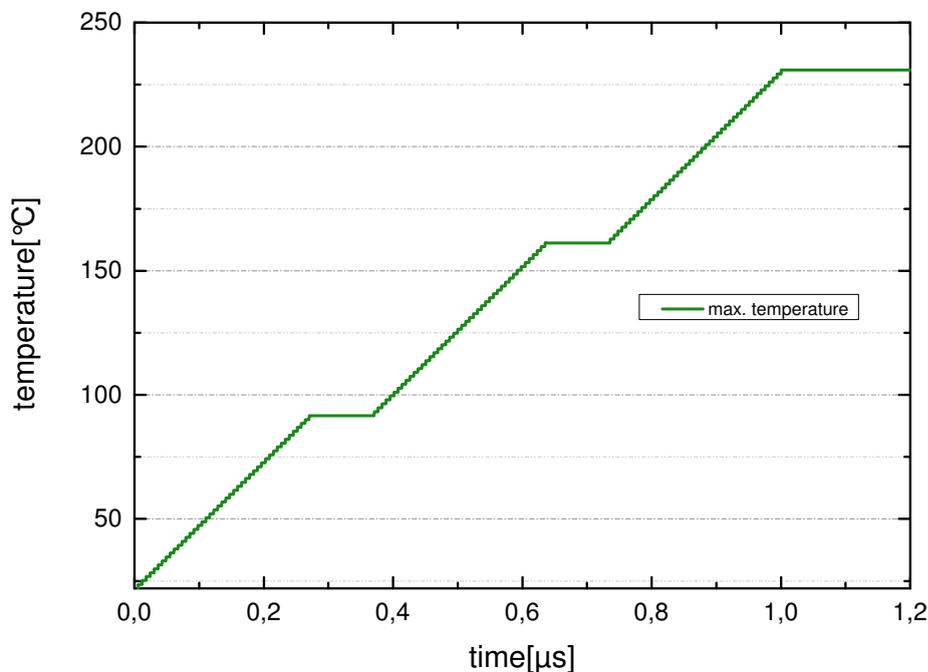


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Temperaturanstiegs der Zeitstruktur 1 (feine Auflösung).

### 3.3.3 Zeitstruktur 2 - optimale Auflösung

Um die Datenmenge für eine Simulation zu reduzieren, wurde eine weitere Zeitstruktur untersucht.

In diesem Fall wird ein Mini-Train zu einem Lastschritt zusammengefasst, der in mehrere Zeitschritte zerlegt wird. Die Temperatur steigt während des Lastschritts linear an. Die Pause wird ebenso als ein Lastschritt dargestellt und ist 100 ns lang wie auch in der ersten Zeitstruktur. Der komplette Heizprozess besteht dann aus fünf Lastschritten. Der

sechste Lastschritt ist eine Pause, es wird also nicht geheizt während dieses Lastschritts. Die Pause kann verlängert werden, so dass Langzeitprozesse beobachtet werden können. Diese Zeitstruktur ist während des Heizens vielleicht etwas ungenauer, ermöglicht es jedoch, längere Prozesse zu betrachten.

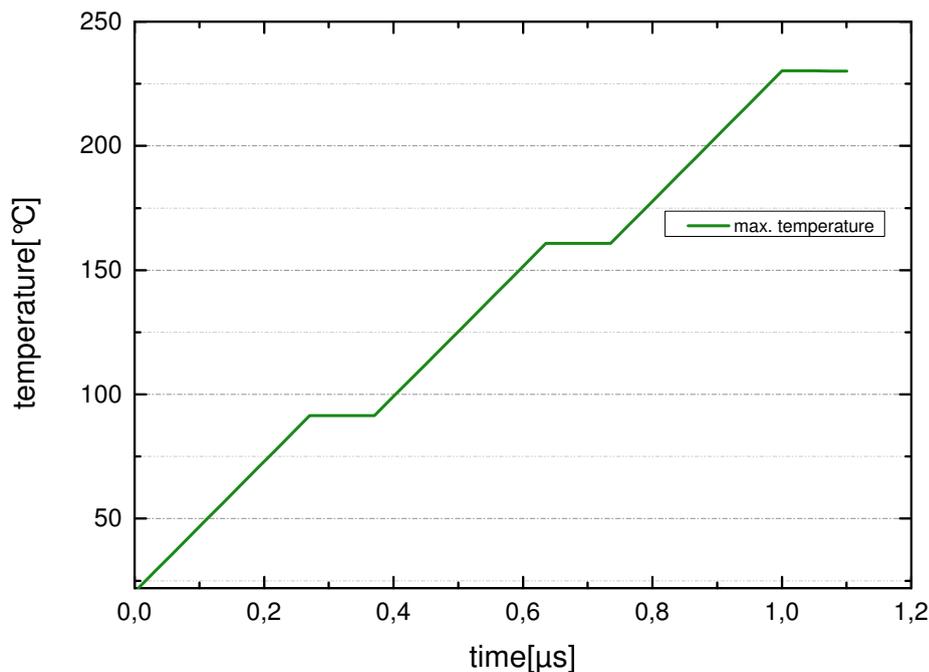


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Temperaturanstiegs der Zeitstruktur 2 (optimale Auflösung).

### 3.4 Das Netz

Das Netz der Modelle wurde, wie in dem Kapitel 3.3 beschrieben, an die Zeitstruktur angepasst und danach nicht mehr verändert. Um zu ermitteln, wie kurz eine Kantenlänge maximal sein darf, wird folgende Gleichung verwendet:

$$l = \frac{\Delta T}{c_s} \quad (3.1)$$

dabei ist  $l$  die kleinste Kantenlänge eines Elements,  $\Delta T$  der kleinste Zeitschritt und  $c_s$  die Schallgeschwindigkeit.

Der kleinste Zeitschritt, der bei den betrachteten Modellen vorkommt, ist  $\Delta T = 250$  ps. Bei einer Schallgeschwindigkeit in W-26% von  $c_s = 5174 \frac{m}{s}$  ergibt sich eine kleinste mögliche Kantenlänge von  $l \approx 1,5 \mu m$ .

Es wurde darauf geachtet, dass kein Netzelement diesen Grenzwert unterschreitet. Als

Netzelemente in beiden Modellen wurden ausschließlich rechteckige Elemente gewählt. Das Modell 2 (der Targetausschnitt) beinhaltet etwa 9000 Elemente und das Modell 1 (das komplette Target) 14.000 Elemente.

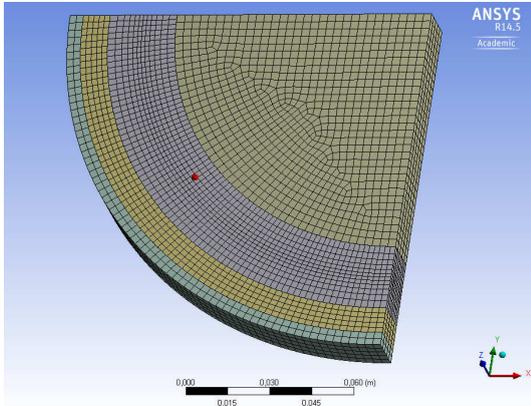


Abbildung 3.7: Das Netz für das Modell 1 (komplettes Target).

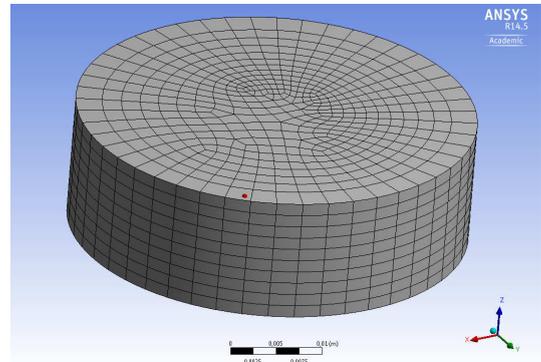


Abbildung 3.8: Das Netz für das Modell 2 (Targetausschnitt).

## 3.5 Das Lösungskonzept

### 3.5.1 Die Richtwerte für das Material

Alle Betrachtungen in dieser Arbeit dienen dem Ziel, die Belastungen im Positronentarget des ILC letztendlich so zu gestalten, dass sie die Richtwerte für das Material nicht überschreiten. Für das Targetmaterial W-26% sind diese Werte in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Zugfestigkeit (Wert bei 300°C)	1258 MPa
Dauerfestigkeit für $2,88 \times 10^7$ bei 300°C	589 MPa

Tabelle 3.1: Die Materialrichtwerte für das Targetmaterial W-26% entnommen aus [SUNWOO et al. 2003].

Da das Target aufgrund der Strahlensicherheit nicht zugänglich ist und deshalb 1 Jahr wartungsfrei funktionieren muss, ist neben der Spitzenbelastung auch die Dauerfestigkeit entscheidend. Werden das 300 Hz-Schema und die vorgeschlagenen Targetparameter (Größe und Rotationsgeschwindigkeit) betrachtet, so treffen 3 Mini-Trains (Triplet) das Target auf der gleichen Stelle. Die Anzahl  $N_{Zyklen}$  der Belastungszyklen durch Elektro-

nenstrahlpulse pro Jahr beträgt:

$$\begin{aligned} N_{\text{Zyklen}} &= \text{Betriebszeit} \times \text{Folgefrequenz der Pulse} \\ &= (3600 \text{ s} \times 5000 \text{ Betriebsstunden pro Jahr}) \times 5 \text{ Hz} = 9 \times 10^7 \end{aligned}$$

Die Richtwerte für die Dauerfestigkeit beziehen sich normalerweise auf  $10^7$  Zyklen. Diese einfache Betrachtung verdeutlicht, dass das Target bewegt werden muss, um die Zahl der Belastungszyklen auf diesen Wert zu verringern. Allerdings muss dabei auch die Belastung durch die einzelnen Zyklen unter den Richtwerten der Dauerfestigkeit bleiben. Da aufgrund der Strahlenbelastung das Targetmaterial degradiert, wurde auf die Untersuchung des SLC Targets zurückgegriffen. Das SLC Target arbeitet störungsfrei bei einer Belastung von 589 MPa bei einer Materialtemperatur von  $300^\circ\text{C}$ . Dieser Wert wird hier als Limit verwendet.

### 3.5.2 Die simulierten Stressarten

Um die Stresszustände im Target optimal erfassen zu können, wird zum einen der von Mises Stress, zum anderen der Normalstress betrachtet.

Der von Mises Stress ist ein Vergleichsstress, der den Stress in Hauptachsenrichtung sowie die Torsion zu einem Wert zusammenfasst.

Der Normalstress ist der Stress, der in Richtung der Hauptachsen, hier also X-, Y- oder Z-Richtung, wirkt.

## 4 Die Ergebnisse der Simulation

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aufgeführt und diskutiert, die während der Bachelorarbeit ermittelt wurden. Alle Ergebnisse basieren auf dem gleichen FLUKA-Output, der einen Temperatursprung pro Bunch von  $\Delta T=1,4$  K ergibt. Damit steigt die Temperatur pro Triplet um 60,6 K.

Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über die durchgeführten Simulationen.

Modell	Stress	Zeitauflösung	Zeitintervall	Kapitel
Das komplette Modell	von Mises	optimale Auflösung	$0\mu s-3,2\mu s$	4.1.1
	Normalspannung	optimale Auflösung	$0\mu s-3,2\mu s$	4.2.2
	Normalstress	optimale Auflösung	$22\mu s-31\mu s$	
Der Targetausschnitt	von Mises	feine Auflösung	$0\mu s-3,2\mu s$	4.1.2
	von Mises	optimale Auflösung	$0\mu s-3,2\mu s$	
	Normalstress	optimale Auflösung	$0\mu s-3,2\mu s$	4.2.1

Tabelle 4.1: Übersicht über die durchgeführten Simulationen.

### 4.1 Die Betrachtung des von Mises Stress

#### 4.1.1 Stressverlauf in Modell 1 - das komplette Target

Für das Modell 1 (komplettes Target) sind die Ergebnisse für die Zeitstruktur 2 (optimale Zeitauflösung) in Graph 4.1 dargestellt. Die blauen senkrechten Linien markieren Start und Ende des jeweiligen Mini-Trains. Die rote Krume gibt den maximalen Stress an einem beliebigen Ort im Modell, zu einer bestimmten Zeit an. Die weiteren Kurven zeigen den von Mises Stress entlang der Achse des Teilchenstrahls bei  $X = -8,3$  cm und  $Y = -6,8$  cm. Die Austrittsseite des Strahls liegt bei  $Z = 1,4$  cm.

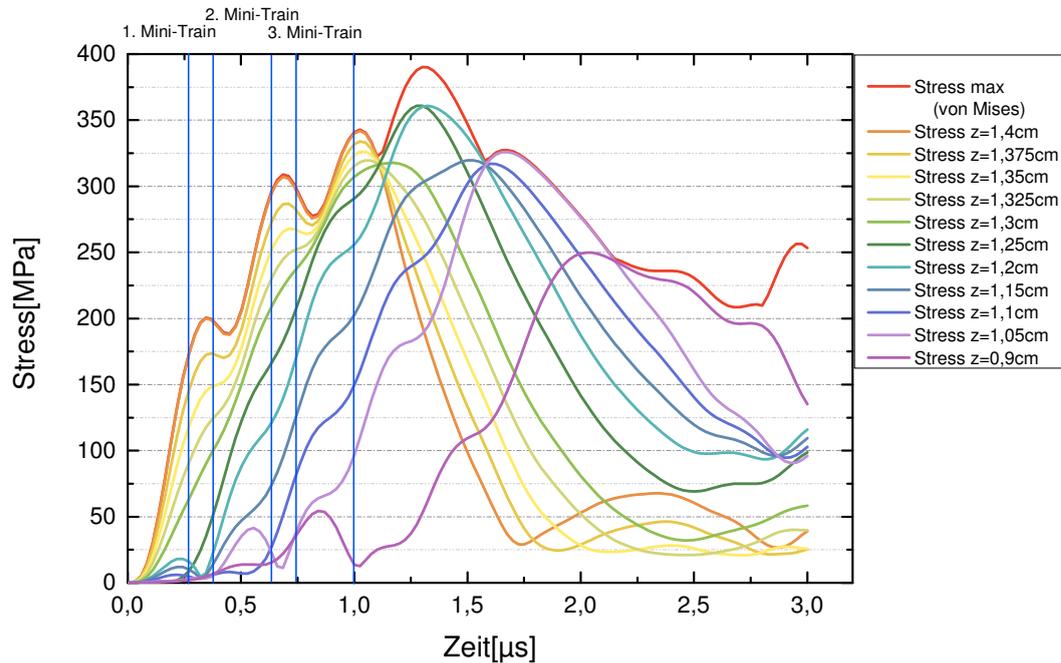


Abbildung 4.1: Von Mises Stress für die Zeitstruktur 2 (optimale Auflösung) bei Modell 1 (komplettes Target).

Im Bild 4.1 ist die dynamische Antwort des Targets auf 3 Mini-Trains (Triplet) zu erkennen. Bemerkenswert ist dabei, dass der Stress sein Maximum von 360 MPa erst nach dem Beenden des Heizprozesses erreicht. Darüber hinaus liegt das Maximum kurz vor der Strahlaustrittsfläche.

Für die Zeitstruktur 1 (feine Auflösung) kann für dieses Modell kein Simulationsergebnis präsentiert werden, da die Datenmenge, die erforderlich ist, um jeden Bunch einzeln zu berechnen, zu groß ist.

#### 4.1.2 Stressverlauf in Modell 2 - der Targetausschnitt

In der Abbildung 4.2 ist das Simulationsergebnis für das Modell 2 (Targetausschnitt) bei der Verwendung der Zeitstruktur 1 (feine Auflösung) zu erkennen. Es wurde also jeder Bunch einzeln berechnet. Wie auch schon zuvor markieren die blauen Linien die Start- und Endzeiten der Mini-Trains. Die rote Linie stellt den Verlauf des maximalen Stresses im Target in Abhängigkeit von der Zeit dar. Die anderen Linien zeigen den von Mises Stress entlang der Z-Achse ( $X = Y = 0$  cm) als Funktion der Zeit.

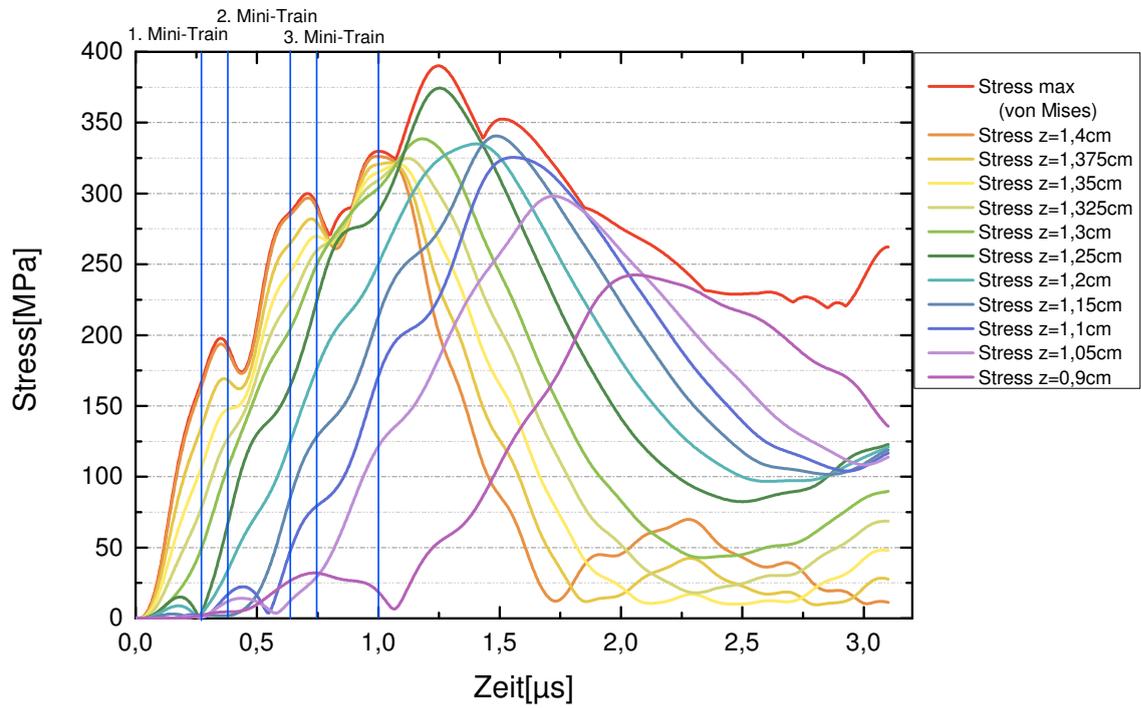


Abbildung 4.2: Von Mises Stress für die Zeitstruktur 1 (feine Auflösung) für das Modell 2 (Targetausschnitt).

Auch hier ist der Effekt zu erkennen, dass das Maximum des Stressess erst nach Beendigung des Heizprozesses auftaucht und zwar ebenfalls nahe der Strahlaustrittsseite. Die Ergebnisse der Zeitstruktur 2 (optimale Zeitstruktur) für das Modell 2 (Targetausschnitt) sind in Graph 4.3 aufgeführt. Auch hier gelten die Konfigurationen von Graph 4.2.

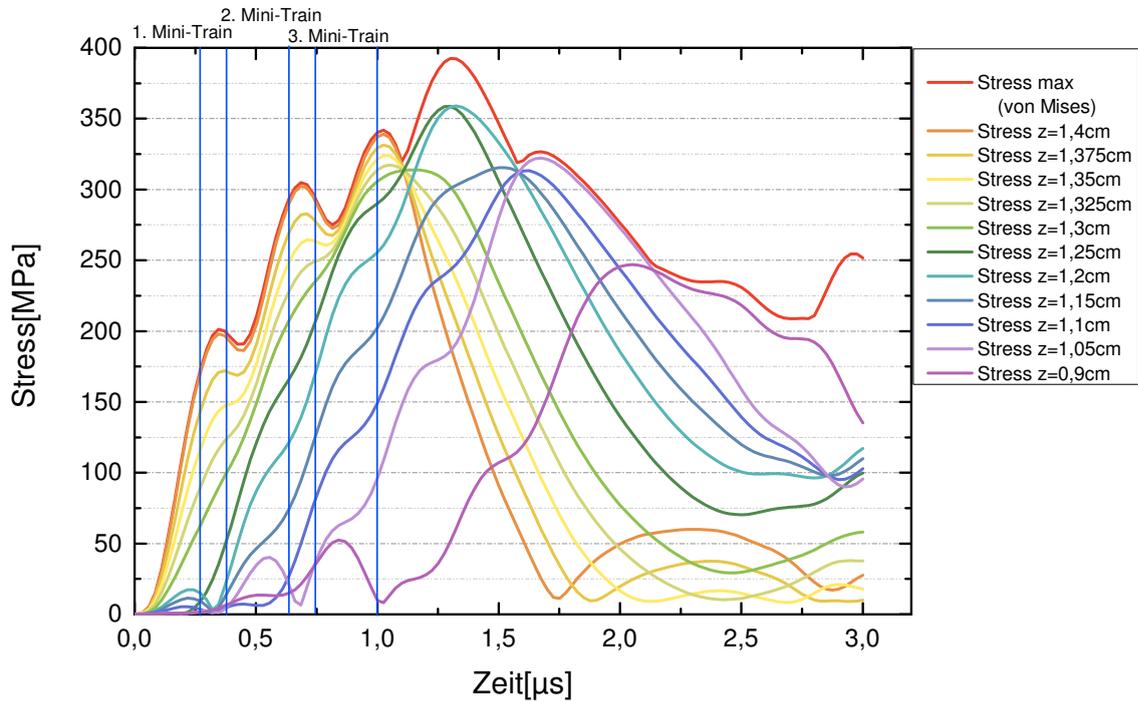


Abbildung 4.3: Von Mises Stress für die Zeitstruktur 2 (optimale Auflösung) bei Modell 2 (Targetausschnitt).

Der Maximalwert des von Mises Stresses hat etwa den gleichen Betrag wie in Modell 1 (komplettes Target) und wird nach der gleichen Zeit, also  $1,3\mu\text{s}$ , erreicht.

## 4.2 Betrachtung des Normalstressess

Da der von Mises Stress nur bedingt geeignet ist um Lastwechsel zu beschreiben, wird auch der zeitliche Verlauf des Normalstressess betrachtet. Da der Elektronenstrahl und die Energiedeposition rotationssymmetrisch sind, kann die Betrachtung in Y-Richtung vernachlässigt werden.

Die Berechnung wurde für beide Modelle, also für das komplette Target und den Targetausschnitt, mit der Zeitstruktur 2 (optimale Auflösung) durchgeführt. Der Stress wurde im Zentrum des Elektronenstrahls entlang der Z-Achse, d.h. bei verschiedenen Tiefen im Material betrachtet.

Außerdem wurde die Reaktion des Targetmaterials für einen längeren Zeitraum von  $31\mu\text{s}$  simuliert.

### 4.2.1 Stressverlauf in Modell 1 - das komplette Target

#### X-Richtung

Die Betrachtung des Normalstresses in X-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) ist in zwei Zeitabschnitte aufgeteilt, in den Beginn, das ist die Zeit von  $0\mu\text{s}$  bis  $3,2\mu\text{s}$  und das Ende, d.h. die Zeit von  $22\mu\text{s}$  bis  $31\mu\text{s}$ .

Die rote Kurve zeigt den Stressverlauf an der Strahlaustrittsseite im Strahlzentrum bei  $X = -8,3\text{ cm}$  und  $Y = -6,3\text{ cm}$ . Die gelb gestrichelte Kurve zeigt den Stress an der Eintrittsseite des Strahls ebenfalls im Zentrum bei  $X = -8,3\text{ cm}$  und  $Y = -6,3\text{ cm}$ . Die anderen Kurven zeigen den zeitlichen Verlauf des Normalstresses auf der Z-Achse. Zur Verdeutlichung der Belastung wurden die Z-Werte in Schritten von  $0,1\text{ cm}$  gesetzt. Auch in Graph 4.4 markieren die blauen senkrechten Linie die Start- und Endzeiten der Mini-Trains.

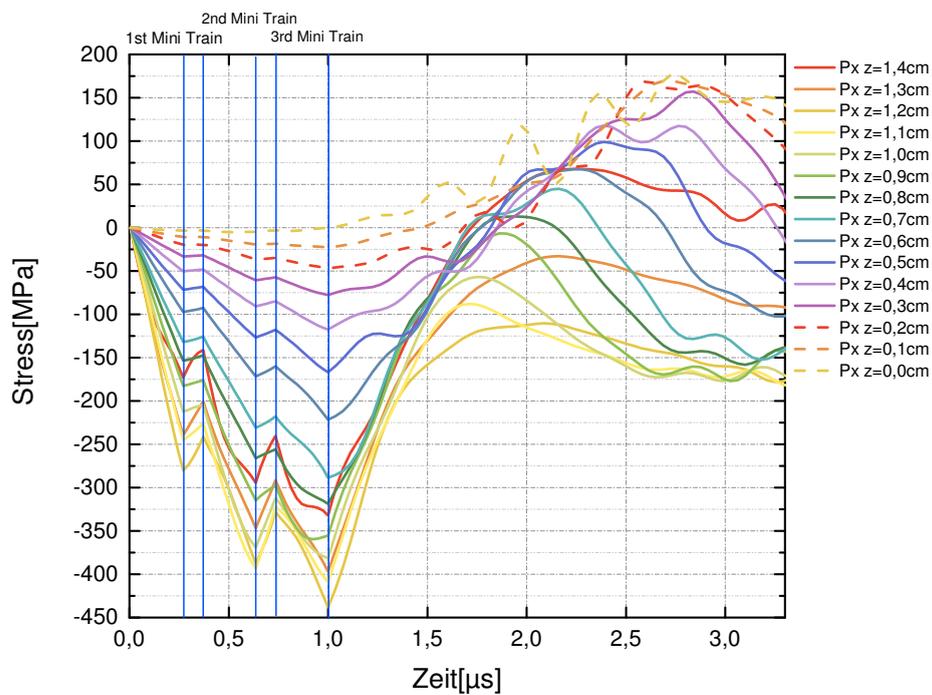


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf des Normalstresses in X-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) bis  $t = 3,2\mu\text{s}$ .

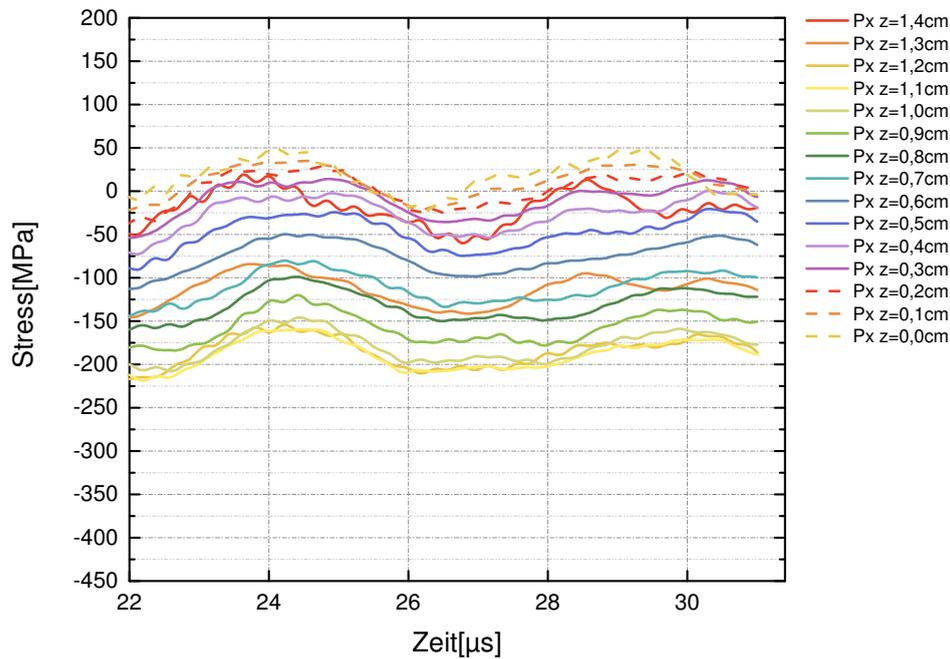


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf des Normalstress in X-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) für  $t = 22 \mu s - t = 31 \mu s$ .

Aus Graph 4.4 ,  $t = 0 \mu s - t = 3,2 \mu s$ , ist ersichtlich, dass im Gegensatz zum von Mises Stress das Maximum des Normalstress bereits am Ende des letzten Mini-Trains auftritt. Darüberhinaus sind die Werte negativ. Das zeigt, dass das Material im Strahl zunächst auf Zug belastet wird. Mit der Ausbreitung des Stress baut sich vor allem nahe der Strahlaustrittsseite ein Druck auf, da sich das Target in dieser kurzen Zeit noch nicht entsprechend der Erwärmung ausgedehnt hat. Es wird also ein schwingendes Verhalten beobachtet. Die maximale Differenz der Amplitudenwerte beträgt 549 MPa. In Graph 4.5,  $t = 22 \mu s - t = 31 \mu s$  ist zu erkennen, dass auch nach 31  $\mu s$  noch immer ein dynamischer Stressanteil existiert, der sehr gleichmäßig schwingt. Er ist überlagert von einer kleineren Schwingung mit der Periodendauer von 0,4  $\mu s$  und einer Amplitude von etwa 5 MPa.

### Z-Richtung

Die Darstellung des Normalstress in Z-Richtung erfolgt äquivalent zur Darstellung des Stress in X-Richtung in Kapitel 4.2.1.

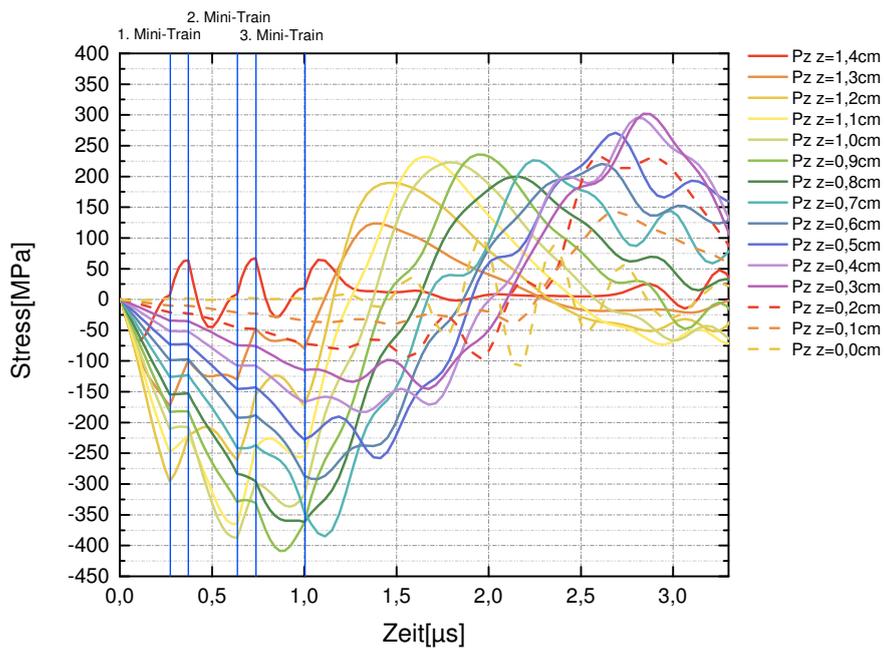


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf des Normalstresses in Z-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) bis  $t = 3,2 \mu\text{s}$ .

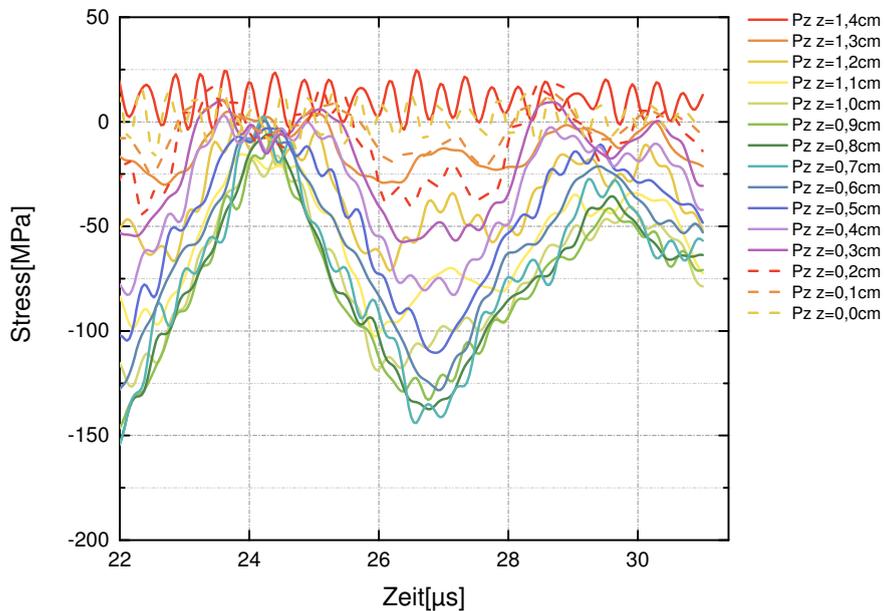


Abbildung 4.7: Zeitlicher Verlauf des Normalstresses in Z-Richtung für das Modell 1 (komplettes Target) für  $t = 22 \mu\text{s} - t = 31 \mu\text{s}$ .

Der Graph für die ersten  $3,1 \mu\text{s}$  zeigt, dass der maximale Stresswert in Z-Richtung während des Heizprozesses auftaucht. Da er negativ ist, handelt es sich um eine Zugspannung. Nahe der Strahlaustrittsseite beobachtet man die größten Stresswerte. Innerhalb von ca.

$1 \mu\text{s}$  ändert sich der maximale Stresswert von  $-408 \text{ MPa}$  auf  $236 \text{ MPa}$ . Nach etwa  $30 \mu\text{s}$  ist das Material im Targetinneren noch immer auf Zug belastet. Die Dynamik dieser Reaktion ist deutlich an der Periode von  $5,4 \mu\text{s}$  zu erkennen, mit der das Maximum der Zugbelastung auftritt. Zu den Stirnflächen des Targets hin (Strahlaustritts- und -eintrittsseite) nimmt diese Belastung ab, da sich das Target ausdehnt.

#### 4.2.2 Stressverlauf in Modell 2 - Targetausschnitt

Für das Modell 2 (Targetausschnitt) wurde die zeitliche Entwicklung des Stresses nur für kurze Zeiten, also bis  $3,2 \mu\text{s}$ , betrachtet. Die Gründe dafür sind in Kapitel 4.3 erläutert. Das Modell 2 (Targetausschnitt) wurde vor allem eingeführt, um die dynamische Belastung im Target beim Energieeintrag zu erfassen.

#### X-Richtung

Graph 4.8 zeigt den zeitlichen Verlauf des Normalsstresses in radialer Richtung für verschiedene Positionen entlang der Z-Achse. Die Ergebnisse stimmen mit dem entsprechenden Stressverlauf für das Modell 2 (Targetausschnitt) bei optimaler Zeitstruktur überein.

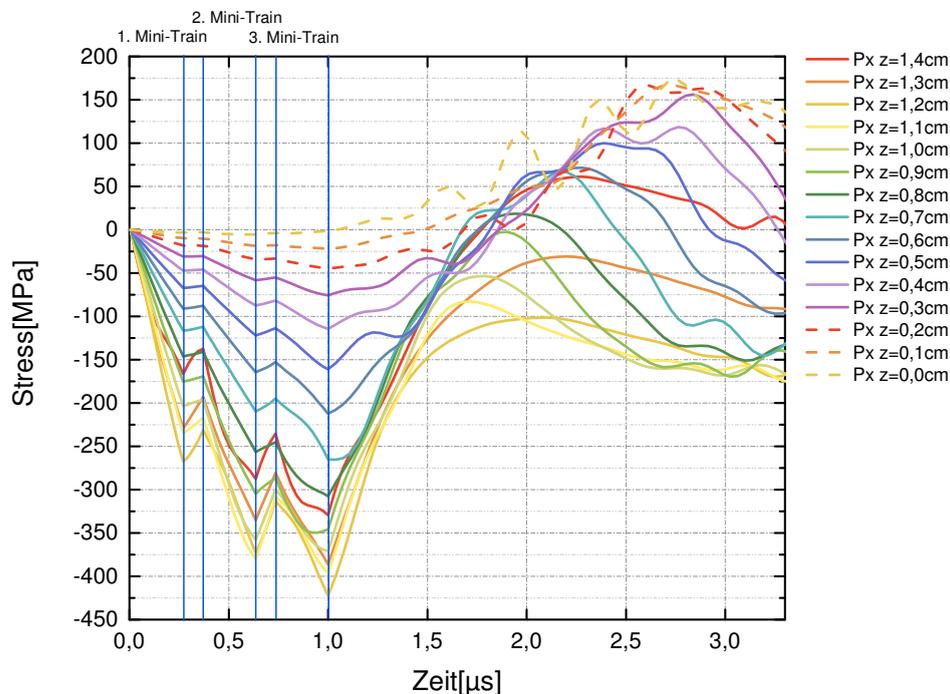


Abbildung 4.8: Zeitlicher Verlauf des Normalsstresses in X-Richtung für das Modell 2 (Targetausschnitt) bis  $t = 3,2 \mu\text{s}$  für die Zeitstruktur mit optimaler Zeitaufösung.

## Z-Richtung

Im Graph 4.9 wird der zeitliche Verlauf des Normalstress in axialer Richtung an verschiedenen Positionen auf der Z-Achse dargestellt.

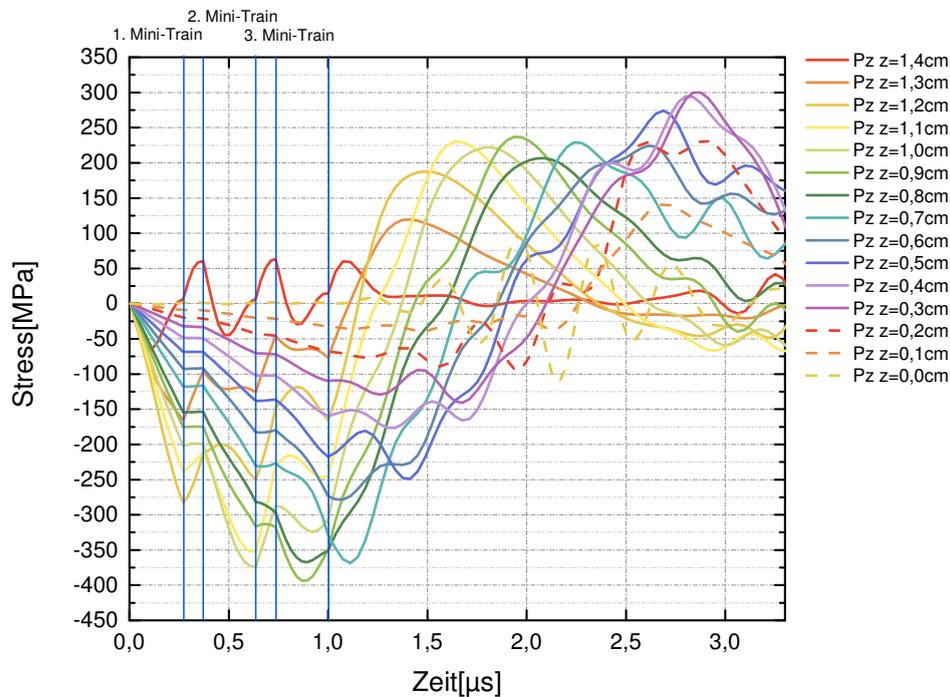


Abbildung 4.9: Stressverlauf der Normalstress in X-Richtung für das Modell 2 (Targetausschnitt) bis  $3,2\mu$ s.

Auch dieser Graph stimmt hinreichend gut mit dem Ergebnis für das Modell 2 (Targetausschnitt) bis  $t = 3,2\mu$ s für die Zeitstruktur mit feiner Auflösung überein.

## 4.3 Die Interpretation der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse interpretiert und ausgewertet.

### 4.3.1 Die allgemeinen Erkenntnisse

Zunächst ist zu erkennen, dass Modell 1 (komplettes Target) und Modell 2 (Targetausschnitt) bei der Betrachtung der kurzen Zeiträume mit der Zeitstruktur 2 einen hinreichend gleichen Verlauf haben. Es ist also legitim, das Modell 2 (Targetausschnitt) als Abstraktion des Modells 1 (komplettes Target) zu verwenden. Allerdings muss angemerkt werden, dass die Gültigkeit für Modell 2 auf die Zeit begrenzt ist, die eine Stresswelle

benötigt, um durch das Modell zu propagieren.

Das bedeutet, die Zeitspanne für die Gültigkeit von Modell 2 (Targetausschnitt) wird wie folgt berechnet:

$$t_{max} = \frac{l}{c_s} = \frac{22mm}{5174 \frac{m}{s}} = 4,25\mu s,$$

Dabei ist  $t_{max}$  die zeitliche Grenze,  $c_s$  die Schallgeschwindigkeit und  $l$  der Radius des Modells 2, da die Dicken beider Modelle gleich sind. Ab dieser Zeit  $t_{max} = 4,25\mu s$  ist das Modell 2 (Targetausschnitt) nicht mehr gültig.

Da bestätigt wurde, dass die Ergebnisse hinsichtlich des zeitlichen Stressverlaufs von Modell 1 (komplettes Target) und Modell 2 (Targetausschnitt) hinreichend gut übereinstimmen, ist es legitim, die (optimale Auflösung), statt der Zeitstruktur 1 (feine Auflösung) (feine Auflösung) zu verwenden, um Rechenzeit zu sparen.

#### 4.3.2 Die Untersuchung der Stresswellen

Der zeitliche Verlauf des Stresses im Targetmaterial zeigt deutlich Stresswellen. Dies ist dargestellt in den Graphen 4.5, 4.7 für den Normalstress, sowie in dem Graph 4.3 für den von Mises Stress. In den Graphen zum von Mises Stress ist zu erkennen, wie der Stress in den Schichten nahe zur Strahlaustrittsseite gegen Null geht, wieder steigt und wieder abfällt. Dies wird als Welle gedeutet, da der von Mises Stress nicht kleiner als Null werden kann.

Der Langzeitverlauf, dargestellt in den Graphen 4.5 und 4.7 zeigt, dass das Material nach  $31\mu s$  noch immer sowohl in in X-, Y- als auch in Z-Richtung schwingt. Da der erwärmte Bereich eine kegelförmige Struktur hat, ist zu erwarten, dass die Ausbreitung der Wellenfronten in radialer (X, Y) und axialer (Z) Richtung auch von dieser Struktur und nicht nur von den Dimensionen des Targets bestimmt wird. Die Überlagerung der Komponenten gestaltet sich entsprechend kompliziert. So wird beobachtet, dass in radialer Richtung an allen betrachteten Tiefen Stresswellen festgestellt werden können, die überlagert sind mit hochfrequenten Schwingungen. In Z-Richtung treten die großen Schwingungsamplituden nur im inneren Bereich auf, während an der Austrittsseite kleinere, höherfrequente Schwingungen beobachtet werden. Die Frequenz dieser Schwingungen kann mit dieser Arbeit nicht erklärt werden. Die geringere Schwingungsamplitude ist wohl auf die fortschreitende Ausdehnung durch die Erwärmung des Materials zurückzuführen.

In radialer Richtung traten nach ca.  $30\mu s$  noch immer Amplituden von maximal 50 MPa auf, und in Z-Richtung betrug die maximale Amplituden etwa 140 MPa.

Die Auswertung der Wellen in Z-Richtung ergab eine ungefähre Periodendauer von  $5,4\mu s$ . Wird dies mit der Schallgeschwindigkeit multipliziert, kann die Entfernung, die die Stresswelle zurückgelegt hat, ermittelt werden. In diesem Fall wären das etwa  $5,4\mu s \times 5174 \frac{m}{s} = 2,8\text{ cm}$ . Das entspricht der zweifachen Dicke des Targets, d.h. die Welle läuft durch das Target und wird an der Ein- und dann an der Austrittsseite immer wieder reflektiert.

Auch wenn die Last durch diese Wellen nach  $30\mu\text{s}$  deutlich unter der Streckgrenze bzw. der Dauerfestigkeit liegt, muss die Überlagerung mit neuen Wellen durch neue Energieeinträge so gering wie möglich gehalten werden, um das Target nicht zu schädigen.

In X-Richtung ist die Bestimmung der Periodendauer komplizierter. Daher werden zwei Werte als oberer und unterer Grenzwert der Periodendauer angegeben. Der untere Grenzwert beträgt  $4\mu\text{s}$  und der obere Grenzwert  $5\mu\text{s}$ . Diese Werte sind nicht sehr verschieden von  $5,4\mu\text{s}$  und zeigen, dass auch die Schwingungen in radialer Richtung durch die longitudinalen Dimensionen des Targets bestimmt werden. Außerdem beeinflusst die kegelförmige Erwärmung, die sich entsprechend der Wärmediffusion geringfügig verändert, die Ausbreitung der Wellen.

Eine weitere Erkenntnis aus dem Vergleich der beiden Stressarten für die kurzzeitige Analyse ist, dass während des ersten Mini-Trains der von Mises Stress nur langsam ansteigt, hingegen der Normalstress instantan mit der Temperatur ansteigt. Möglicherweise spielt auch die lokale Torsion im Targetmaterial, die der von Mises Stress berücksichtigt, eine Rolle. Es konnte in dieser Arbeit nicht geklärt werden, woher dieser Unterschied kommt.

### 4.3.3 Die Untersuchung der maximalen Stresswerte

In der Tabelle 4.2 sind die maximalen Stresswerte aufgeführt, die in der Kurzzeitanalyse an bestimmten Punkten erfasst wurden. Die Werte, die den Maximalstress an irgendeinem Punkt zu einer bestimmten Zeit angeben (rote Kurven in den Graphen), sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Stressart	Maximaler Stresswert [MPa]	Z-Koordinate [cm]	Graph
von Mises Stress	360	1,2	4.1
	374	1,25	4.2
	359	1,2	4.3
Normalstress	-438	1,2	4.4
	-408	0,9	4.6
	-423	1,2	4.8
	-394	0,9	4.8

Tabelle 4.2: Eine Liste der maximalen Werte für den von Mises Stress und den Normalstress an bestimmten Punkten.

Um Tabelle 4.2 richtig interpretieren zu können, sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, dass der von Mises Stress nur positive Stresswerte angeben kann. Es ist klar zu sehen, dass die Beträge der Maximalwerte vergleichbar sind. Die Werte erreichen nicht die Streckgrenze von  $W-26\%$ .

Die maximalen Werte des von Mises Stresses schwanken um einen Mittelwert von  $\sigma_{vonMises} =$

365 MPa in einer Tiefe von etwa 1,2 cm, d.h. 2 mm vor der Strahlaustrittsseite. Dieser Wert liegt unter der Dauerfestigkeit von 589 MPa.

Maximaler Stresswert [MPa]	Graph
390	4.1
390	4.2
392	4.3

Tabelle 4.3: Eine Liste der Werte für den maximalen von Mises Stress.

Auch wenn die absoluten maximalen Stresswerte für den von Mises Stress betrachtet werden, ist zu erkennen, dass das Mittel von  $\sigma_{vonMises}^{max} = 391$  MPa das gesetzte Limit nicht übersteigt. Der Normalstress in X-Richtung liegt im Mittel bei  $\sigma_{Normal-X} = -430$  MPa, ebenfalls in einer Tiefe von 1,2 cm. Dieser Stresswert überschreitet zwar noch nicht die Dauerfestigkeit, ist aber schon wesentlich näher dran.

Die maximalen Werte für den Normalstress in Z-Richtung liegen bei einer Tiefe von 0,9 cm, also etwa im Zentrum des Targets, und bei einem Mittelwert von  $\sigma_{Normal-Z} = -400,99$  MPa. Der Betrag dieses Wertes liegt zwischen dem des von Mises Stress und dem des Normalstresses in X-Richtung.

Betrachtet man nur den von Mises Stress, könnte man folgern, dass es sich um eine schwelende Belastung handelt. Um festzustellen, ob es sich um eine Wechselbelastung handelt, muss man den Normalstress betrachten. Die Simulationen ergaben für den Normalstress in X- und Z-Richtung die in Tabelle 4.4 aufgestellten Werte.

Maximale Stressdifferenz [MPa]	Z-Koordinate [cm]	Graph
549	1,2	4.4
644	0,9	4.6
525	1,2	4.8
631	0,9	4.9

Tabelle 4.4: Eine Liste der maximalen Stresswechsel für den Normalstress an bestimmten Punkten.

In Tabelle 4.4 ist klar zu erkennen, dass der Dauerfestigkeitswert in Z-Richtung überschritten wird, aber auch in X-Richtung keine große Sicherheit besteht. Es ist also zu vermuten, dass das Targetmaterial in X-Richtung verfrüht versagt. Leider konnte aus der Dokumentation der Untersuchung des SLC-Targets nicht entnommen werden, ob das Limit unter einer Wechselbelastung oder einer schwelenden Belastung aufgenommen wurde.

Neben dieser Feststellung wird darauf hingewiesen, dass in Graph 4.9 und in Graph 4.6 zu erkennen ist, dass die Strahlaustrittsseite bereits während des Heizprozesses mit dreimaligem Wechsel des Stresses belastet wird. Im späteren Verlauf wird die Strahlaustrittsseite nur noch schwelend belastet wie in Graph 4.7 und in Graph 4.5.

Als Letztes soll noch auf eine interessante Besonderheit der Maximalwerte hingewiesen werde. Wer die Graphen betrachtet, die die ersten 3  $\mu\text{s}$  darstellen, wird erkennen, dass für jeden Mini-Train eine unterschiedliche, zusätzliche Belastung aufgebracht wird. In der Regel belastet der erste Mini-Train das Material mit etwa 200 MPa - 250 MPa, der zweite Mini-Train fügt nur die Hälfte, also rund 100 MPa - 125 MPa hinzu, der dritte Mini-Train bringt dann nur noch etwa ein Drittel des zweiten Bunches, also rund 30 MPa - 40 MPa, an Belastung mit. Dieses Verhalten wurde zwar während dieser Arbeit bemerkt, es konnten aber keine Erklärungen dafür gefunden werden. Es wird vermutet, dass die komplizierten, unmittelbaren Ausdehnungsvorgänge im Material sich mit den Stresswellen überlagern.

## 5 Fazit und Ausblick

In diesem Kapitel werden nun die Schlüsse aus Kapitel 4 zusammengefasst.

In dieser Arbeit wurde durch Simulationen analysiert, wie sich das Target der „Conventional Source“ unter der Einwirkung kurzzeitiger hochenergetischer Elektronenstrahlpulse verhält. Die Zeitstruktur dieser Pulse war durch das so genannte 300 Hz-Schema gegeben, welches von T. Omori vorgeschlagen wurde [OMORI et al. 2012]. Innerhalb  $1 \mu\text{s}$  wird durch 3 Mini-Trains von Elektronen Energie im Target deponiert, die es sofort lokal erhitzt. Beginnend mit dem Energieeintrag wurden Zeiträume bis zu  $31 \mu\text{s}$  betrachtet, um Aufschluss auf die maximalen Stressswerte und das Schwingverhalten zu erhalten. Dabei wurden die Zeitschritte sehr fein aufgelöst, um verlässliche Resultate zu erzielen.

Der Prozess der Positronenerzeugung wurde mit dem Monte Carlo Code FLUKA [FLUKATEAM 2000] simuliert [Fri]. Diese Resultate wurden in der kommerziellen Software ANSYS [ANS] benutzt, um die dynamischen Stresszustände im Target zu analysieren.

Es wurden zwei Modellansätze für die Simulation in ANSYS verfolgt. Das erste Modell basiert auf dem SLC Target [SUNWOO et al. 2003], dessen Dimensionen dem vorliegenden Problem angepasst wurden. Unter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften wurde dieses Modell auf eine Viertelscheibe für die Simulationen reduziert. Das zweite Modell war ein Zylinder, der die Stelle verkörpert, an der der Strahl das Target trifft. Dieses Modell erlaubte eine bessere räumliche Auflösung der Zone, in der die kurzzeitige Erhitzung stattfand. Allerdings ist es nur für Simulationen kurzer Zeiträume verwendbar.

Um dieses Modell zuverlässig zu simulieren, wurde die thermische Belastung jedes Mini-Trains einzeln als linearer Temperaturanstieg aufgebracht.

### 5.1 Der Stress in der Kurzzeitbetrachtung

In der kurzzeitigen Betrachtung der Analyse konnte zunächst festgestellt werden, dass der von Mises Stress allein nicht zur Bewertung des Stressverlaufs geeignet ist. Der von Mises Stress gibt nur positive Werte an, was das Erkennen von Lastwechseln unmöglich macht. Genau diese Lastwechsel, die nur in dem Normalstress zu erkennen sind, betragen bis zu 644 MPa. Dies liegt über dem geforderten Limit von 589 MPa, wie in Tabelle 4.4 zu erkennen ist. Diese Lastwechsel treten während des beobachteten Zeitraums nur in axialer Richtung auf. In radialer Richtung ist die Größe der Lastwechsel unterhalb des

geforderten Limits der Dauerfestigkeit. Allerdings mit einer nur kleinen Differenz von 64 MPa bis 40 MPa.

Alle ermittelten maximalen Stresswerte und die maximalen Lastwechsel lagen unterhalb der Streckgrenze des Targetmaterials von 1258 MPa [SUNWOO et al. 2003].

## 5.2 Stress in der Langzeitbetrachtung

Bei der Betrachtung der Stresswellen über eine längere Zeit konnte festgestellt werden, dass Modell 2 (Targetausschnitt) nur für kurze Zeiten, definiert durch die Schallgeschwindigkeit im Targetmaterial, gültig ist.

Darüberhinaus konnten Stresswellen auch noch nach  $31\mu\text{s}$  festgestellt werden. Diese waren in axialer Richtung besonders stark ausgeprägt. Die Stresswellen werden von einer hochfrequenten Schwingung überlagert, deren Ursprung im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden konnte. In Verbindung mit dieser hochfrequenten Schwingung muss der Begriff der Dauerfestigkeit nochmals aufgegriffen werden, denn die Strahlaustrittsseite wird in der langzeitigen Betrachtung in schneller Folge mit etwa 26 MPa schwellend belastet. Dies ist insofern wichtig, da beim SLC Target auch erhebliche Absplitterungen an der Targetaustrittsseite beobachtet wurden.

## 5.3 Folgerungen aus den Betrachtungen

Die dynamische Simulation des Stresses, verursacht durch die Positronenerzeugung mittels Elektronen zeigt, dass prinzipiell die empfohlenen Belastungsgrenzen eingehalten werden können. Die Kurzzeitbelastung ist deutlich unter der Streckgrenzen des Targetmaterials und die thermische Belastung unter der Schmelztemperatur. Die Analysen zeigen auch, dass Stresswellen auftreten, die auch  $30\mu\text{s}$  nach Abschalten des Lasteintrags noch existieren. Betrachtet man nur den Stress in radialer Richtung, wird die Dauerfestigkeit nicht überschritten. In axialer Richtung, also entlang des Strahlweges, wurde ein Lastwechsel festgestellt, der bei Addition der Beträge über der Dauerfestigkeit liegt.

Das heißt, dass das Design der „Conventional Source“ grundlegend überarbeitet werden muss, um die geforderte Betriebsdauer von einem Jahr zu garantieren. Hierbei müssen sowohl die Lastwechsel nach dem Triplet als auch die langzeitige schwingende Belastung berücksichtigt werden. Da diese besonders an der Strahlaustrittsseite auftreten, könnten sie zu einem Abplatzen des Materials an der Oberfläche führen, wie es zuvor am SLC festgestellt wurde [SUNWOO et al. 2003].

In weiteren Simulationen sollten zunächst die hier ermittelten Werte überprüft und die Targetbelastung durch mehrere Triplets untersucht werden. Weiterhin muss geklärt werden, wie sich das Targetmaterial unter Einfluss potentieller Degradierung durch die Strah-

---

lenbelastung verhält. Dies sollte darüberhinaus nach einer theoretischen Betrachtung auch in einem praktischen Experiment untersucht werden.

## Literaturverzeichnis

- [ANS] Available online at <http://www.ANSYS.com>; visited on 03.06.2014.
- [Fri] Dr. rer. nat Friedrich Staufenberg, privat communication (2014).
- [BEHNKE et al. 2013] Behnke, T., Brau, J. E., Foster, B., Fuster, J., Harrison, M., et al. (2013). *The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary*. (ILC-REPORT-2013-040, ANL-HEP-TR-13-20, BNL-100603-2013-IR, IRFU-13-59, CERN-ATS-2013-037, COCKCROFT-13-10, CLNS-13-2085, DESY-13-062, FERMILAB-TM-2554, IHEP-AC-ILC-2013-001, INFN-13-04-LNF, JAI-2013-001, JINR-E9-2013-35, JLAB-R-2013-01, KEK-REPORT-2013-1, KNU-CHEP-ILC-2013-1, LLNL-TR-635539, SLAC-R-1004, ILC-HIGRADE-REPORT-2013-003).
- [DIETRICH 2014] Dietrich, F. (2014). *Analyse von Druckwellen mit ANSYS*.
- [FLUKATEAM 2000-2014] FLUKATEam (2000-2014). *FLUKA Online manual*. Available online at [http://www.fluka.org/fluka.php?id=man\\_onl](http://www.fluka.org/fluka.php?id=man_onl); visited on 03.06.2014.
- [GEBHARDT 2012] Gebhardt, C. (2012). *Praxisbuch FEM mit ANSYS Workbench: Einführung in die lineare und nichtlineare Mechanik*: Carl Hanser Verlag GmbH & Company KG.
- [MONTANEZ und SIEVERS 2000] Montanez, P. und Sievers, P. (2000). *Validation of a computer code for use in the mechanical design of spallation neutron targets*. J. Neutron Res., (CERN-LHC-2000-006-MTA).
- [OMORI et al. 2012] Omori, T., Takahashi, T., Riemann, S., Gai, W., Gao, J., et al. (2012). *A conventional positron source for International Linear Collider*. Nucl.Instrum.Meth., A672, 52–56.
- [SIEVERS 1974] Sievers, P. (1974). *Elastic Stress Waves in Matter Due to Rapid Heating by an Intense High-Energy Particle Beam*. (CERN LAB II/BT/74-2).
- [STEIN et al. 2001] Stein, W., Sunwoo, A., Bharadwaj, V., Schultz, D., und Sheppard, J. (2001). *Thermal shock structural analyses of a positron target*. Conf.Proc., C0106181, 2111–2113.
- [STEINBUCH 1989] Steinbuch, R. (1989). *Finite Elemente - Ein Einstieg*: Springer-Verlag.
- [SUNWOO et al. 2003] Sunwoo, A., Freeman, D., Stein, W., Bharadwaj, V., Schultz, D.,

---

et al. (2003). *Characterization of W-26% Re target material*. (SLAC-TN-03-036, LCC-0103, UCRL-JC-149787).