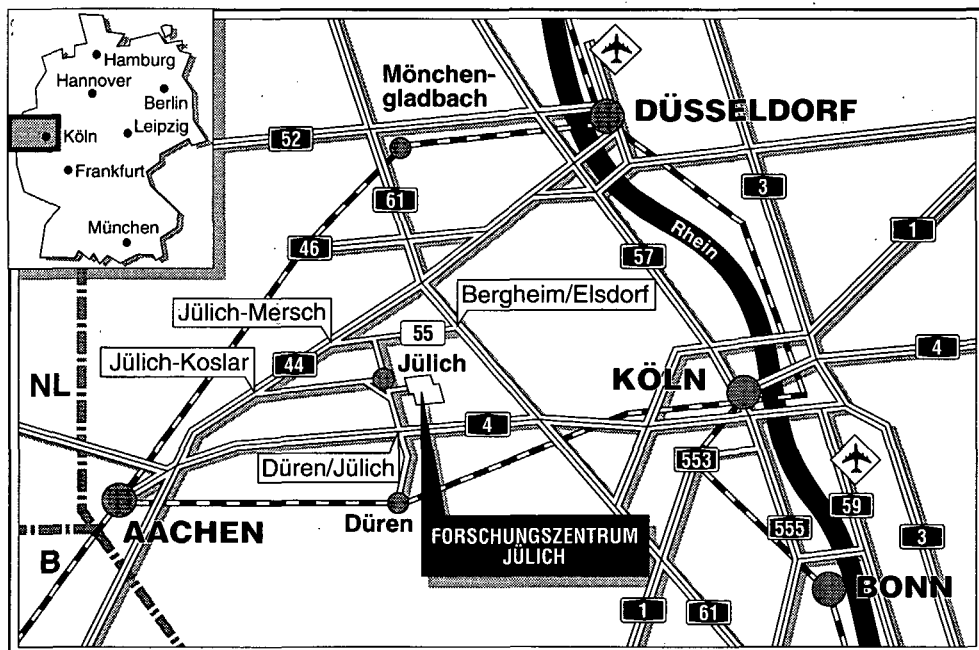


Institut für Reaktorwerkstoffe

**Zur Bestimmung der Belastungsgrenzen
verschiedener nichtmetallischer Materialien
mittels Laserbestrahlung unterschiedlicher
Leistungsdichte und Pulsdauer**

A. Benz A. Naoumidis H. Nickel



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2702

ISSN 0366-0885

Institut für Reaktorwerkstoffe Jül-2702

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Jül-2702

Dezember 1992

ISSN 0366-0885

**Zur Bestimmung der Belastungsgrenzen
verschiedener nichtmetallischer Materialien
mittels Laserbestrahlung unterschiedlicher
Leistungsdichte und Pulsdauer**

A. Benz A. Naoumidis H. Nickel

Determination of the thermal stock limits of various non metallic materials using a laser beam of variable power density and pulse length

by

A. Benz

A. Naoumidis

H. Nickel

Abstract

For the selection of materials for plasma facing components (PFC) in future nuclear fusion devices subjected to short-time high heat fluxes it is desirable to determine the threshold values of the occurring damages in laboratory experiments. In order to determine the response of candidate materials to thermal shock-loading different non-metallic materials were exposed to the beam of a 10 kW NdYAG solid state laser situated in the Institute für Lasertechnik under the Fraunhofer Gesellschaft in Aachen. The impinging power density was varied between 200 and 2000 MW/m² for pulse lengths t_p ranging from 0.1 to 10ms. Similar conditions are expected to occur under plasma disruptions in Tokamak fusion devices. The absorbed power density Φ_{abs} was determined by measuring reflexion losses from the sample surfaces.

The main damages on nitride and carbide ceramics were cracking and chemical decomposition. Sublimation was the main structural change observed on all carbon materials though cracking could be detected in pyrolytic graphite and melting in a coat-mix material. Two coated materials showed cracking and melting of the coating layer. The threshold values for these structural damages were quantified by using a heat flux parameter $\Phi_{abs}\sqrt{t_p}$.

Parallel to these experiments numerical calculations were carried out. The calculated threshold values are in approximate agreement with the experimental results.

Other heat tests on selected carbon materials were carried out to establish a comparison between electron beam and laser beam erosion under nearly equal conditions. The results are in a good qualitative accordance. It can be concluded that laser beam testing presents a simple method to rate materials according to their behavior under thermal shock conditions.

Zur Bestimmung der Belastungsgrenzen verschiedener nichtmetallischer Materialien mittels Laserbestrahlung unterschiedlicher Leistungsdichte und Pulsdauer

von

A. Benz

A. Naoumidis

H. Nickel

Kurzfassung

Die Bestimmung beobachteter Schädigungen nach kurzzeitiger hoher Wärmeflußeinwirkung ist wichtig bei der Beurteilung von Werkstoffen, die in künftigen Fusionsanlagen (Tokamaks) für PFC (Plasma Facing Components) in Frage kommen. Zur Untersuchung des Werkstoffverhaltens wurden verschiedenen nichtmetallischen Werkstoffe für Fusionsanwendungen thermoschockartige Belastungen in Laborexperimenten unterzogen. Hierbei wurden die Oberflächen der Werkstoffproben durch den Laserstrahl eines 10 kW NdYAG-Festkörperlaser des Instituts für Lasertechnik der Fraunhofer Gesellschaft, Aachen, gepulsten Wärmeflüssen ausgesetzt. Die Leistungsdichte wurde dabei zwischen 200 und 2000 MW/m² verändert bei Pulsdauern t_p zwischen 0.1 und 10 ms. Größenordnungsmäßig werden in Tokamaks ähnliche Belastungsdaten bei Disruptionen beaufschlagt. Die von den verschiedenen Werkstoffproben absorbierte Leistungsdichte Φ_{abs} wurde durch Messung der Reflexionsverluste bestimmt.

Die Hauptschäden an Keramiken waren Rißbildung und Zersetzung an der Oberfläche. Bei Graphiten wurde Sublimation als Hauptstrukturveränderung beobachtet. Bei Pyrographit trat zusätzlich Rißbildung und beim borhaltigen Coat-Mix Material Schmelzen auf. Beschichtete Werkstoffproben zeigten Rißbildung und Schmelzen als Hauptschädigungsmerkmale. Für diese Schädigungen wurden die Belastungsgrenzwerte durch den Wärmeflußparameter $\Phi_{abs}\sqrt{t_p}$ quantifiziert.

Parallel zu diesen Laborexperimenten wurden numerische Berechnungen durchgeführt. Die dabei ermittelten Belastungsgrenzwerte zeigen im allgemeinen Übereinstimmung mit den experimentell gewonnenen Daten.

Es wurde ein Vergleich zwischen Elektronenstrahl- und Laserstrahltests an ausgesuchten graphitischen Werkstoffen unter ähnlichen Belastungsbedingungen durchgeführt. Daraus ergab sich eine qualitative Übereinstimmung zwischen den Belastungsarten. Damit zeigte es sich, daß der Laserstrahltest eine einfache experimentelle Methode zur Beurteilung des Materialverhaltens unter Thermoschockbedingungen bietet.

Inhaltsverzeichnis

1. EINLEITUNG	1
1.1. Problemstellung	1
1.2. Disruptionen und Materialschäden	3
1.3. Werkstoffe und Labortests	5
1.4. Ziel der Arbeit	6
2. THEORIE	7
2.1. Photon-Materie-Wechselwirkung	7
2.2. Modellbeschreibung für hohe Wärmeflüsse	13
2.3. Die Wärmeleitungsgleichung	17
2.4. Thermisch induzierte Wärmespannungen	21
2.5. Der Wärmeflußparameter	22
3. EXPERIMENTELLES	24
3.1. Werkstoffe und physikalische Eigenschaften	24
3.2. Probengeometrie und Probenvorbehandlung	26
3.3. Laseranlagen	26
3.3.1. Die Funktionsweise des Lasers	27
3.3.2. Aufbau des NdYAG-Lasers	28
3.3.3. Strahleigenschaften	30
3.3.4. Strahlparameter	31
3.3.4.a Die Kaustik des NdYAG-Lasers	32
3.3.4.b Zeitliches und räumliches Intensitätsprofil des Laserstrahls.	34
3.4. Durchführung der Belastungsversuche	38
3.5. Messung des Reflexionsvermögens	38
3.5.1. Die Meßprozedur	40
3.6. Temperaturmessungen	42
3.6.1. Absorptionsbestimmung durch Temperaturmessung	42
3.7. Belastungen unter Vakuum und unter Argon	45
3.8. Nachuntersuchungen	46
4. ERGEBNISSE und DISKUSSION	46
4.1. Numerische Ergebnisse	46
4.2. Verhalten von Kandidatenwerkstoffen unter hoher Laserbelastung bei ver- schiedensten Leistungsdichten	50
4.2.1. Metallische Werkstoffe	51
4.2.2. Keramiken	58
a. Aluminiumnitrid und Siliziumnitrid	58
b. Siliziumcarbide	64
4.2.3. Graphite	68
a. Feinkorngraphite	69
b. Kohlenfaserverstärkter Kohlenstoff	71
c. Pyrolytischer Graphit	73
d. Coat-Mix Material (Zwei Komponenten-Verbundwerkstoff)	76
4.2.4. Beschichtete Werkstoffe	78
4.3. Vergleich: Absorption aus Temperatur- und Reflexionsmessungen	84
4.4. Verhalten unter Vakuum und Argon	87
4.5. Mehrfachbelastungen	88

4.6. Vergleich mit anderen Labortestständen	90
4.6.1. Vergleich einiger Graphite unter Laser- und Elektronenstrahlbelastungen	93
4.7. Bedeutung der Ergebnisse für die Werkstoffauswahl	100
4.8. Zusammenfassung	102
Literaturzusammenstellung	106
 Anhang A. Material Eigenschaften	 117
 Anhang B. Gemessene Reflexionsspektren	 119
 Anhang C. Das zwei-dimensionale Finite-Element Program TWODEPEP	 123

1. EINLEITUNG

1.1. Problemstellung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Werkstoffkandidaten für den Einsatz als Wandmaterial in künftigen thermonuklearen Fusionsanlagen mit magnetischem Plasma-Einschluß nach dem Tokamakkonzept /1/. Nach diesem Konzept wird in einer toroidal-geformten Brennkammer ein Plasma aus schweren Wasserstoffkernen (Deuterium-Tritium-Gemisch) durch geeignet ausgelegte Magnetfelder eingeschlossen. Die Plasmatemperatur muß etwa 100 Millionen Kelvin im Zentrum des Plasma-Schlauchs erreicht haben, damit die Fusionsreaktion einsetzen kann.

Die starken Magnetfelder bewirken, daß das Plasma kontrolliert von den Kammerwänden ferngehalten wird und, daß die Temperatur zum Rand des Plasma-Schlauchs hin abnimmt (etwa $2 \cdot 10^6$ bis $100 \cdot 10^3 \text{K}$). Dennoch treten die Brennkammerwände in starke Wechselwirkung mit den Partikel- und hohen Energieflüssen des Plasmas.

Eine, dem Plasma zugewandte Wandstruktur, die sogenannte PFC (Plasma Facing Component), soll die anderen Brennkammerstrukturen vor einer Wechselwirkung mit dem Plasma schützen. Sie umfaßt die "erste Wand" (first wall) und den Divertor. Divertoren ragen an einigen Stellen in das Plasma hinein und schützen dadurch einerseits die Vakuumkammerwand vor hohen Belastungen und führen andererseits durch "Abstreifen" Plasma- und Fremdteilchen ab /2/. Je nach Funktion und Platzierung in der Tokamakanlage werden diese Schutzkomponenten Divertoren oder Limiter genannt.

Technisch bedingt wird es kurz- und mittelfristig schwierig sein, einen stabilen Plasmabetrieb über die geforderten Zeiträume von einigen 100 s aufrechtzuerhalten. Das Versagen der Plasmastabilität führt zu einem Zusammenbruch des Plasmas, wobei die insgesamt gespeicherte magnetische und thermische Energie an den Wänden innerhalb kürzester Zeit entladen wird. Der größte Teil der während einer solchen Disruption abgegebenen Energie wird von der ersten Wand und von den anderen Wandkomponenten absorbiert. Ein weiterer für die

Reaktorwände und Reaktorwandkomponenten gravierender Schädigungseffekt sind unkontrollierte Ausbrüche von schnellen Elektronen aus dem Plasma (run away electrons).

Die bei Disruptionen an den Wänden deponierte Energie und die Energiedichte sind in Tabelle Tab. 1 aufgelistet. Diese Daten stellen Auslegewerte für den Bau von den Experimental- Anlagen NET (Next European Torus) und ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) dar /3/.

Die in Wärme umgewandelte Energie führt zu einem plötzlichen Temperaturanstieg im Wandmaterial. Die Temperatur im Material kann dabei so hoch werden, daß Schädigung eintritt. Neben Schädigung durch Schmelzen und Verdampfen können thermomechanische Spannungen durch inhomogene thermische Ausdehnung im Material aufgebaut werden. Diese können zu Rißbildung und damit zum Versagen von Wandmaterial führen /4/.

Hauptdisruptionen	NET und ITER Daten
Thermische Energie des Plasmas	230 MJ
Magnetisch gespeicherte Energie	60 MJ
Disruptiondauer	2-50 ms, typ. 20ms
Maximale Wärmebelastungsintensität während einer Disruption	
Erste Wand	2 MJ/m ²
Divertor	10-20 MJ/m ²
Run-away Elektronen	
Divertor und Erste Wand	30 MJ/m ²
Pulsdauer	0.1-3 ms
Normalbetrieb	
Erste Wand	0.15-0.6 MW/m ²
Divertor	15-30 MW/m ²
Pulsdauer	200 s

Tab. 1. Angaben über NET/ITER Disruptionsspezifikationen /6/.

Als Belastungsgrenze eines Werkstoffes wird der Wert der thermischen Energie definiert, ab welchem eine bestimmte Schädigung eintritt. Schädigungen wie Schmelzen, Erosion und Spallation wirken sich negativ auf den Betrieb eines Fusionreaktors aus, da hierdurch Partikeln des Wandmaterials in das Plasma hineingelangen. Die Folge ist eine Störung der Plasmastabilität, die Abkühlung des Plasmas und somit die Unterbrechung der Fusionsreaktion. Die hochbela-

steten Komponenten müssen als Folgeerscheinung der Erosion ständig ausgetauscht werden.

Aus diesen Gründen ist es wichtig, bei den Auswahlkriterien für einen Werkstoff für die PFC Wand Belastungsgrenzen und Lebensdauer der Komponenten zu kennen und diese bei der Werkstoffauswahl zu berücksichtigen /5/.

1.2. Disruptionen und Materialschäden

In künftigen Fusionsanlagen mit magnetischem Einschluß des Plasmas werden die erste Wand und die Wandkomponenten kurzzeitigen hohen Energiebelastungen ausgesetzt. Die Auslegungsdaten für die Leistungsdichten bei Disruptionen liegen in der Größenordnung bis zu $2 \cdot 10^4$ MW/m² an der ersten Wand, und auf der Divertorplatte erreichen sie Werte bis zu $2 \cdot 10^5$ MW/m² innerhalb eines Zeitbereichs von 0.1 bis 30ms, wie es sich aus Tab. 1 errechnen lassen. Dagegen liegen im Normalbetrieb die Leistungsdichten an der ersten Wand bei 0.6 MW/m² und auf dem Limiter bzw. Divertor 15-30 MW/m². Run-away-Elektronen- Prozesse führen zu noch höheren Energieeinträgen (30 MJ/m² im Bereich von 0.1 bis 3 ms).

Disruptionen können unter anderem ausgelöst werden durch /7/:

- eine ungünstige Lage des Plasmaschlauchs in der Brennkammer
- Kontamination durch Fremdteilchen im Plasma
- zu hohe oder zu schnelle Veränderung der Plasmadichte
- zu hohe oder zu schnelle Plasmastromänderung.

Schädigungen der ersten Wand und der Wandkomponenten durch die obengenannten Plasma-Wand Wechselwirkungen lassen sich hauptsächlich in zwei Kategorien zusammenfassen: Oberflächen- und Volumenschäden. Abtragung und Redeposition von Wandmaterial /80/ sowie Thermoschockschäden werden als Oberflächenschäden bezeichnet; Volumenschäden umfassen Kriechen, Verspröden und Ermüden des Materials. Bei der Auswahl von Werkstoffen, die unter Normalbedingungen, aber auch unter Disruptionen eine hinreichend hohe Stabilität besitzen, werden folgende Anforderungen gestellt.

Das PFC-Material soll:

- eine niedrige Kernladungszahl Z aufweisen. Geraten Teilchen mit hohem Z in das Plasma, verändern sich die Plasmaeigenschaften durch Energieverlust /8/.
- eine gute Temperaturwechselbeständigkeit verbunden mit einem hohen Thermoschockkoeffizienten (siehe Kapitel 2.1.) besitzen
- eine hohe Resistenz gegen Erosion durch Wasserstoffionenzerstäubung zeigen und
- ein niedriges Verhalten gegen Neutronen-Aktivierung aufweisen /9/ .
- Weitere wichtige Parameter sind niedriges physikalisches und chemisches Sputter-Verhalten und Schutzwirkung gegen Run-away-Elektronen /6/.

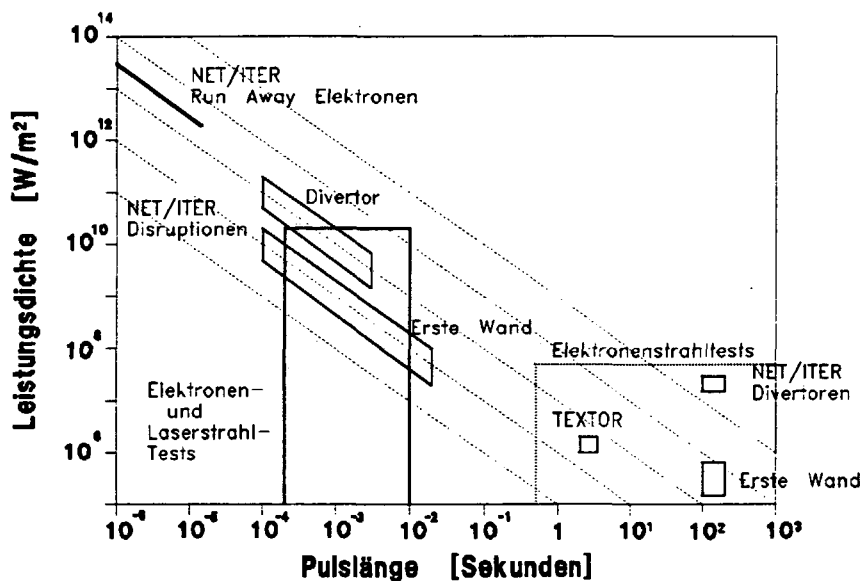


Abb. 1. Fusionsrelevante Wärmefluß-Daten (NET/ITER) für die PFC, Run-Away Elektronen und Disruptionen: Disruptionsähnliche Bedingungen können mit dem in dieser Arbeit verwendeten Laser größtenteils simuliert werden. Zum Vergleich sind die Arbeitsbereiche der Experimental-Torus TEXTOR und die einiger anderer Teststände eingezeichnet.

Die Auswahl der Werkstoffe für Schutzkomponenten stellt einen komplexen Prozeß dar, der mit vielen Kompromissen verbunden ist. Im allgemeinen sind die Auswahlkriterien durch die spezifischen Konstruktionsbedingungen bestimmt und es ist daher schwierig, verallgemeinernde Aussagen über "gute" bzw.

„schlechte“ Werkstoffe zu treffen. In Abb. 1 sind die NET und ITER-Referenzdaten graphisch dargestellt. Übersichtssweise sind die Gebiete, die von Hochleistungsanlagen bei Thermoschockuntersuchungen bezüglich des abgegebenen thermischen Flusses und der Dauer der Energieabgabe (siehe Kapitel 3.3.) abgedeckt werden können, zum Vergleich eingezeichnet.

1.3. Werkstoffe und Labortests

Die Anforderungen an Kandidatenwerkstoffe einerseits und Materialentwicklungen andererseits führen zu einer wachsenden Nachfrage an Ergebnissen aus Eignungstests. Zusammenfassungen über die Werkstoffauswahl für Fusionsanwendungen findet man in der Literatur z.B. in /10/,/11/,/112/.

Neben metallischen Werkstoffen (Molybdän, Wolfram, Beryllium, Aluminium, legierte Stähle) /12/ ist ein wachsendes Interesse an nicht-metallischen Werkstoffen in den letzten Jahren zu verzeichnen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Werkstoffgruppen untersucht:

- Immer stärkeres Interesse gilt den Graphiten und kohlefaserverstärkten Kohlenstoffen /16/,/89/, aufgrund ihrer thermophysikalischen Eigenschaften und im zunehmendem Maße auch Borcarbid dotierten Graphiten /108/ aufgrund ihres günstigen Verhaltens als Sauerstoff-Getter, und der geringen Neigung zu chemischen Erosion /17/,/113/.
- Siliziumcarbid-Keramiken /13/,/14/,/93/. Neben den marktgängigen Stoffen, wie gesintertes Siliziumcarbid (SSiC), siliziuminfiltriertem SiC (SiSiC), sowie legiertem Siliziumcarbid mit Aluminiumnitrid sind auch neuere Werkstoffe auf Coat-Mix Basis mit SiC als Füller zu nennen /15/,/100/.
- Andere Strukturkeramiken wie Aluminium- und Siliziumnitride oder Magnesium- und Aluminiumoxide wegen ihrer deutlich besseren Beständigkeit gegenüber Neutronenbestrahlung im Vergleich zu Graphiten /18/.
- Durch eine Vielzahl von Beschichtungskombinationen versucht man, das Erosionsverhalten des Schichtmaterials mit den besseren

thermischen Eigenschaften des Substratmaterials zu verbinden. Aufgrund früherer Arbeiten mit Lasern wurde Molybdän mit einer aus der Dampfphase chemisch deponierten (CVD) Titancarbid-Schicht ausgesucht /19/, /20/. Hinzu wurde ein mit Borcarbid durch Vakuum-Plasmaspritzen (VPS) beschichtete Feinkorngraphit in die Untersuchungen aufgenommen. Der Vollständigkeit halber sind außerdem Werkstoffe aus Graphit mit gelötetem Kupfer für aktiv gekühlte Elemente der ersten Wand zu nennen /21/.

Neben "in situ-Tests", z.B. in der TEXTOR-Anlage (Torus Experiment for Technology Oriented Research), die sich im Forschungszentrum Jülich befindet, dienen Ergebnisse aus Labortests als erster Hinweis auf die Verwendbarkeit eines Materials für die PFC. Solche Labortests müssen sämtliche Belastungsfragen, d.h. Thermoschock- und Teilchenbeschußaspekte, abdecken. Da u.a. die hohen Wärme Flüsse zu Werkstoffversagen führen können, sind Thermoschocktests von besonderem Interesse. Diese Fragestellung wird heute am häufigsten durch Experimente mit Elektronenstrahlen verfolgt. Daneben stehen aber auch Laser-, Neutralteilchen- und Ionenstrahlen oder Plasmabeschleuniger zur Verfügung. Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Belastung mittels eines Festkörperlaserstrahls.

Es soll an dieser Stelle betont werden, daß die in dieser Abhandlung verfolgten Untersuchungen nur ein Urteil über die Thermoschock- Beständigkeit erlauben. Die Einwirkung der Partikelflüsse und die in Zusammenhang damit resultierenden Stoffveränderungen müssen getrennt untersucht werden.

1.4. Ziel der Arbeit

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Belastungsgrenzen von nichtmetallischen, d.h. keramischen und graphitischen Kandidatenwerkstoffen und ihr Verhalten bei thermoschockartigen Belastungen unter Laserbestrahlung behandelt. Im Mittelpunkt steht dabei die Quantifizierung der beobachteten Schäden an den untersuchten Werkstoffen unter disruptionsrelevanten Belastungsparametern wie Pulsdauer und Leistungsdichte des Laserstrahls.

Das Flußdiagramm Abb. 2 gibt Aufschluß über den Hergang dieser Arbeit.

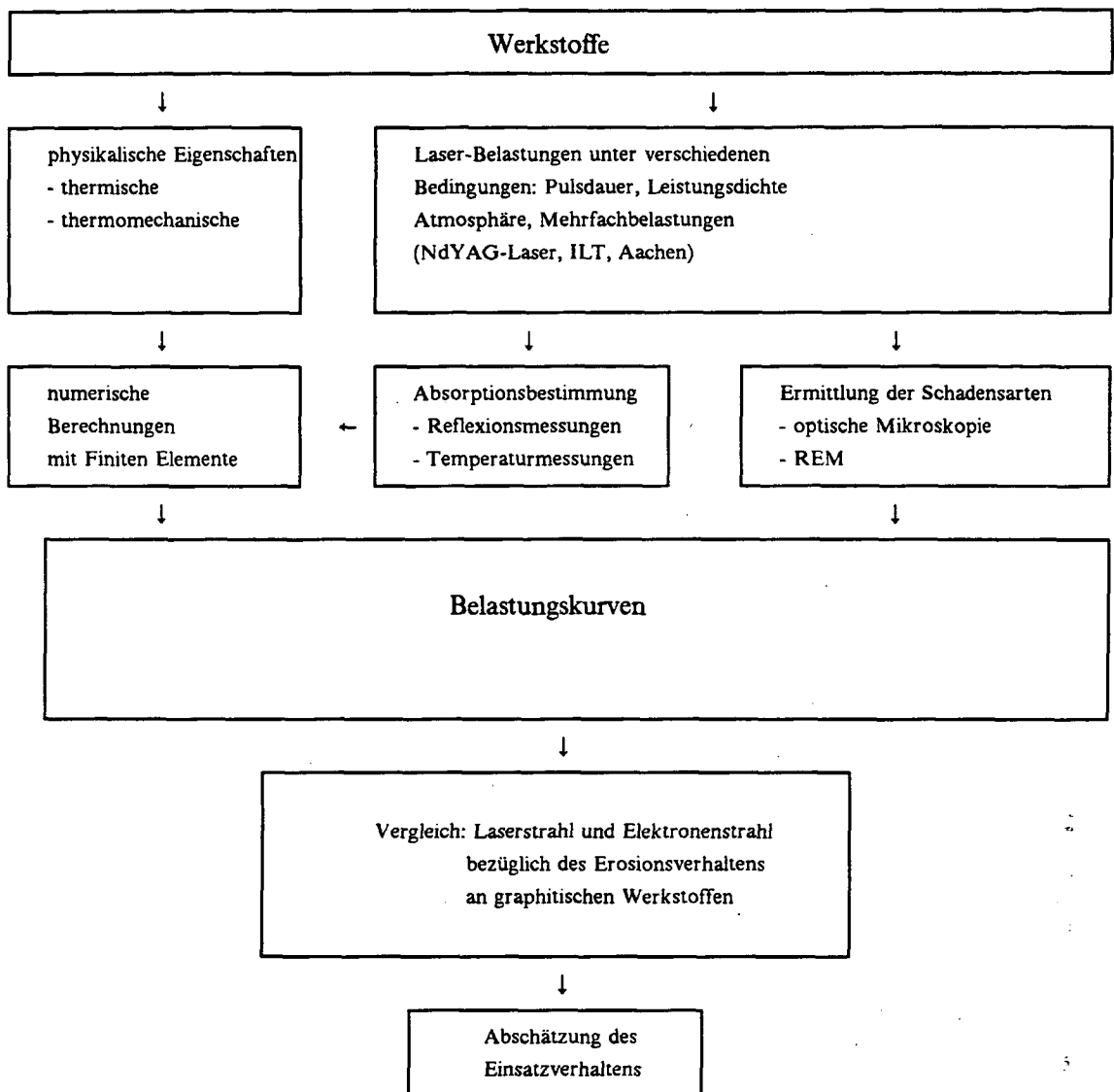


Abb. 2. Vorgehensweise der Werkstoffuntersuchungen in dieser Arbeit.

Bedingt durch die Wechselwirkung von Laserlicht mit Materie dient der absorbierte Anteil der Laserenergie zur Quantifizierung und zum späteren Vergleich der Belastungsschwellwerte. Das Reflexionsvermögen der Proben wird bestimmt und dabei außerdem die Art der Schädigung untersucht. Die experimentell gefundenen Belastungsgrenzen werden mit numerisch berechneten Belastungsgrenzen verglichen.

Der Vergleich der Ergebnisse dieser Belastungsversuche soll versuchen klarzustellen, ob die Lasermethode ähnliche Resultate liefert wie andere Testmethoden. Der zweite Teil dieser Arbeit konzentriert sich auf einen direkten Vergleich zwi-

schen Laserstrahl- und Elektronenstrahlversuchen an ausgesuchten graphitischen Proben. Dazu wird der Massenverlust nach Bestrahlung mit Laser- und Elektronenstrahl zur Beurteilung des Erosionsverhaltens gemessen und verglichen.

2. THEORIE

2.1. Photon-Materie-Wechselwirkung

Ausgehend vom klassischen Bild der Photon-Material-Wechselwirkung, bei der elektromagnetische Wellen im Festkörper eingekoppelt werden, sollen die grundlegenden optischen Eigenschaften in festen Körpern bei niedriger und hoher Lichtintensität betrachtet werden [22].

Die Kopplung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie im Wellenlängenbereich $0.1\mu\text{m}$ (Ultraviolett) bis $10\mu\text{m}$ (Infrarot) an einen Festkörper wird bei niedrigen Lichtintensitäten hauptsächlich durch die Dichte der vorhandenen freien Elektronen im Material bestimmt. Freie Elektronen entziehen aus dem elektromagnetischen Schwingungsfeld Energie und oszillieren nun ihrerseits. Diese kinetische Energie der Elektronen wird dann

- zum Teil durch häufige Stöße mit Störstellen, Gitterfehlern und Phononen [23] an das Gitter abgegeben (Absorption)
- zum Teil wieder zurückgestrahlt (Reflexion)

Das Ausmaß der Kopplung wird durch die Reflexions- und Absorptionskoeffizienten, R und α , bei senkrechtem Lichteinfall gegeben.

$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2} \quad , \quad \alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad [1]$$

Diese makroskopischen Größen reichen aus, um die optischen Phänomene zu beschreiben, da die untersuchten Wellenlängen λ groß gegenüber atomaren Abständen sind. In Gleichung [1] ist n der Brechungsindex des Materials.

Die optische Eindringtiefe k , definiert durch:

$$k = \frac{c}{\omega} \frac{1}{\alpha} \quad [2]$$

c = Lichtgeschwindigkeit in Vakuum = $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

ω = $1.77 \cdot 10^{15} \text{ 1/s}$ Lichtfrequenz beim NdYAG-Laser

kann Werte bei der Wellenlänge 1064nm (NdYAG-Laser) zwischen $0.001 \mu\text{m}$ - $10 \mu\text{m}$ für Metalle und Halbleiter, und Werte größer als $10 \mu\text{m}$ für Isolatoren annehmen [24]. Ferner stehen Absorptionsvermögen A - nicht zu verwechseln mit den Absorptionskoeffizienten α - und Reflexionsvermögen R in folgendem Verhältnis zueinander:

$$A = 1 - R - T \quad [3]$$

T ist dabei das Transmissionsvermögen und ist ein Maß für den Anteil der Lichtintensität, der Material durchdringt.

Wird Licht mit der Intensität $\Phi_0 [\text{W/m}^2]$ senkrecht zur Probenoberfläche eingestrahlt, so ist die in der Tiefe z absorbierte Leistungsdichte gegeben durch:

$$\Phi_{abs}(z) = \Phi_0(1 - R)e^{-\alpha z} \quad [4]$$

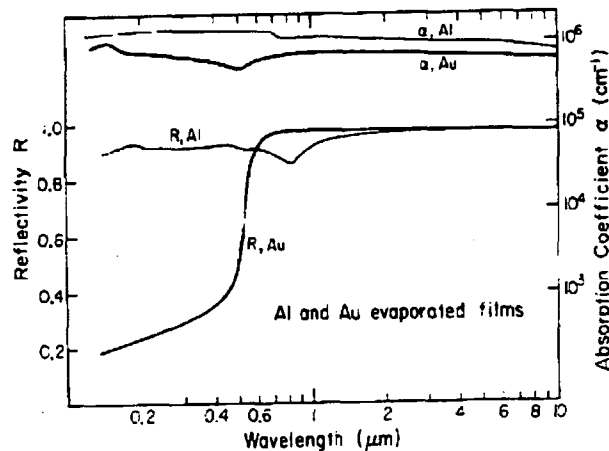


Abb. 3. Absorptionskoeffizient α und Reflexionsvermögen R für Al und Au [24].

R und α sind dabei wellenlängenabhängige Größen. Abb. 3 zeigt die spektrale Auflösung des Reflexionsvermögens und Absorptionskoeffizienten für die Metalle Aluminium und Gold und Abb. 4 die für kristallines Silizium bei Raumtemperatur [24].

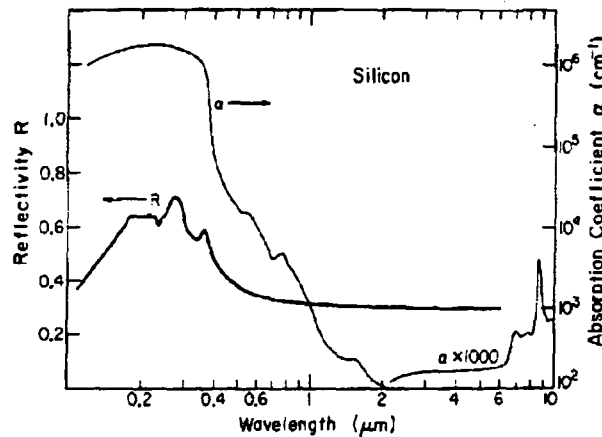


Abb. 4. Absorptionkoeffizient α und Reflexionsvermögen R für kristallines Si [24].

Durch die hohe Dichte an freien Elektronen weisen Metalle hohe Absorptionskoeffizienten über dem gesamten Spektrum auf. Bezüglich des Reflexionsverhaltens haben die beide Metalle einen hohen Reflexionsvermögen im infraroten Bereich. Ab einer kritischen Wellenlänge im sichtbaren/ultravioletten Bereich zeigt Gold im Gegensatz zu Aluminium eine deutliche Abnahme des Reflexionsvermögens. In Silizium sinkt der Absorptionskoeffizient von sehr hohen Werten im Ultraviolett und im sichtbaren Bereich zu sehr niedrigen im Infrarot. Ein ähnliches Verhalten wird auch beim Reflexionsvermögen beobachtet und erklärt das metallische Verhalten des Siliziums im sichtbaren Wellenlängenbereich.

Trifft ein Laserstrahl mit der Energie

$$E = h\nu$$

[5]

auf Materie, wird im Bereich der Oberfläche die Energie der Photonen über mehrere Vorgänge in thermische Energie umgewandelt. Die Stoßprozesse, die den

Energietransfer von Laserstrahlung an die Elektronen und weiter an das Gitter bestimmen, sind:

- Elektron-Photon-Wechselwirkung(WW); Stoßfrequenz $\nu_{e,ph}$
- Elektron-Elektron-WW; Stoßfrequenz $\nu_{e,e}$
- Elektron-Phonon-WW; Stoßfrequenz $\nu_{e,g}$
- Phonon-Phonon-WW; Stoßfrequenz $\nu_{g,g}$

Zunächst werden Elektronen durch Photon-Elektron-Wechselwirkungen im Material angeregt. Hier ist es nützlich zwischen Metallen und Nicht-Metallen zu unterscheiden.

Metalle

In Metallen findet die Kopplung hauptsächlich mit den Leitungselektronen statt. Die Elektron-Photon-Stoßfrequenz ergibt sich aus:

$$\nu_{e,ph} = \frac{\Phi k}{h\nu n'} \quad [6]$$

wobei n' die Anzahl der am Stoßprozeß beteiligten Elektronen wiedergibt und sich aus der Zustandsdichte der Elektronen bestimmen läßt. Typische Werte für Kupfer [25] sind:

- $\nu_{e,ph} = 4.2 \cdot 10^4 \times \Phi \text{ s}^{-1}$
- $\nu_{e,e} = 3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$
- $\nu_{e,g} = 1.7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$
- $\nu_{g,g} = 10^{13} \text{ s}^{-1}$

Da $\nu_{e,e} \gg \nu_{e,ph}$ und $\nu_{g,g} \gg \nu_{e,g}$ relaxiert die durch Elektron-Elektron- bzw. Phonon-Phonon- Wechselwirkung aufgenommene Energie viel schneller als die, die durch Elektron-Photon- bzw. Elektron-Phonon-Wechselwirkung nachgeliefert wird.

Für die in dieser Arbeit verwendeten Intensitäten und Pulszeiten $t_p \gg 1/\nu$ kann der in Metallen stattfindende Wärmetransport hauptsächlich durch die Leitungselektronen beschrieben werden. Erst bei sehr hohen Temperaturen tragen Phonon-Phonon-Wechselwirkungen deutlich zur Wärmeleitung bei.

Nicht-Metalle

In Nichtleitern dagegen existieren keine freien Leitungselektronen; Photonen übertragen ihre Energie auf das Gitter über Ladungsträger, und der Wärmetransfer wird in vielen Keramiken nur durch Gitterschwingungen bestimmt /26/. Die Wechselwirkung von Photonen mit Phononen im Material hängt deshalb stark von der energetischen Bänderstruktur des Materials ab und es muß gelten $h\nu \approx E_g$. Dabei beträgt die Energielücke E_g zwischen Valenz- und Leitungsband bei Halbleiter etwa 1 eV bei elektrische Isolatoren über 10 eV. Bei höheren Temperaturen sind mehr Phononen vorhanden der Absorptionskoeffizient wird deshalb größer. Für Silizium, ($E_g = 1.1\text{eV}$) wächst deshalb der Absorptionskoeffizient mit der Temperatur über mehrere Größenordnungen bei Bestrahlung mit einem NdYAG ($E = 1.17\text{eV}$) an /27/.

Bei sehr hohen Licht-Intensitäten werden die optischen Eigenschaften durch folgende Effekte beeinflusst /28/,/74/,/75/:

- Veränderung der Materialeigenschaften durch Wärmeerzeugung.
- Veränderung der Oberflächenmorphologie
- Veränderung der Bänderstruktur bei Halbleitern und Isolatoren
- Nicht-lineare optische Eigenschaften durch Verzerrung von Elektronen- oder Molekül-Orbitalen.
- Bildung einer Wolke durch Materialverdampfung und -bei extrem hohen Intensitäten- auch Plasmabildung nach Ionisation.

Insbesondere wirft der dynamische Prozeß der Materialverdampfung und Plasmabildung (Vapour-Shielding-Effekt) bei der Bestimmung des Absorptionsverhaltens noch ungeklärte Fragen auf. Dem Vapour-shielding-Effekt wird in letzter Zeit zunehmendes Interesse gewidmet, da es durch die Schutzwirkung des verdampfenden Materials einer Korrektur bei der Beurteilung der Lebensdauer des PFC bedarf /72/.

Zusammenfassend werden für das in dieser Arbeit entwickelte Modell bei der Beschreibung des Absorptions- bzw. Reflexionsverhaltens von laserbelasteten Werkstoffen folgende Annahmen gemacht:

- Für optisch dichte Stoffe ($z \gg 1/\alpha$) wird der Anteil der absorbierten Energie durch die Größe $(1-R)$ bestimmt.
- Laserstrahlung wird spontan in einer sehr dünnen Schicht an der Oberfläche bei metallischen und nicht-metallischen Werkstoffen in Wärme umgewandelt.

Im Unterschied zu Photon-Materie-Prozessen können Elektronenstrahlen direkt mit dem Elektronensystem des Festkörpers wechselwirken. Bei sehr hoher kinetischer Energie können die Elektronen sogar Atomkerne verlagern. Bei nicht allzu hohen Energien ($E < 150 \text{ keV}$) werden Elektronen durch inelastische Streuung abgeschwächt. Die dabei abgegebene Energie wird in thermische Energie, zur Anregung von Sekundärelektronen und durch weitere Stoßprozesse umgeformt. Diese Stoßprozesse verwandeln ihrerseits Energie in Wärme um [22]. Die Energie des auf einer Oberfläche eintreffende Elektronenstrahls wird durch Rückstreuung der Oberflächen-Atome um r vermindert:

$$r = n \frac{\langle E_B \rangle}{E}$$

In Analogie zum Reflexionsvermögen R ist r ein Verhältnis aus der Anzahl n zurückgestreuten Elektronen mit der mittleren Energie $\langle E_B \rangle$ und der ankommenden Energie E . Dieses Verhältnis ist von der Kernladungszahl Z der Materie abhängig und die Intensität hat eine Gaußsche Verteilung in die Tiefe der Probe.

2.2. Modellbeschreibung für hohe Wärmeflüsse

Im folgenden wird ein Wärmeflußmodell entwickelt, um den Einfluß der in Wärme umgewandelten absorbierten Laserenergie zu beschreiben

Durch eine kreisförmige Stelle an einer flachen Scheibe fließt ein Wärmestrom Φ_0 , siehe Abb. 5.

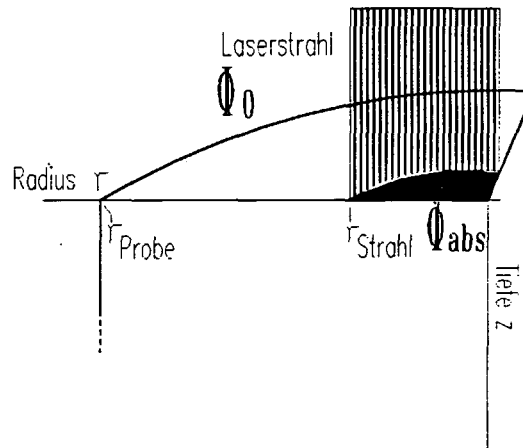


Abb. 5. Schematische Darstellung bei der Laserstrahlbelastung einer Probe

Der Wärmefluß Φ_{abs} (in $[MW/m^2]$) entspricht der von der Probenoberfläche absorbierten Leistungsdichte des Laserstrahls Φ_0 .

$$\Phi_{abs} = \Phi_0(1 - R) \quad [7]$$

Die absorbierte Energie wird an der Oberfläche in Wärme umgewandelt. Der Wärmetransport wird dann von der Fourierschen Wärmeleitungsgleichung, siehe [9], beschrieben. Je nach Größe des eintreffenden Wärmeflusses auf der Werkstoffoberseite können Phasenänderungen (Schmelzen und Verdampfen) im Material und Wärmestrahlung an der Oberfläche entstehen und müssen deshalb numerisch in Betracht gezogen werden. Verdampftes Material sowie Schmelzen können zu folgenden Effekten führen [29/-/31/,/96/,/97/

- bewegte Phasengrenzen
- Schmelzkonvektion und Wiedererstarrung
- Abschirmeffekte durch Bildung eines aus verdampftem Material bestehenden Wärmeschildes (vapor shielding)
- chemische Reaktionen mit dem Umgebungsgas

Abb. 6 zeigt schematisch ein Temperaturprofil durch eine Probe. Mit eingezeichnet sind Phasengrenzen für Schmelzen ($T=T_m$) und Verdampfung (T_e) in den Tiefenschichten z_m bzw. z_e .

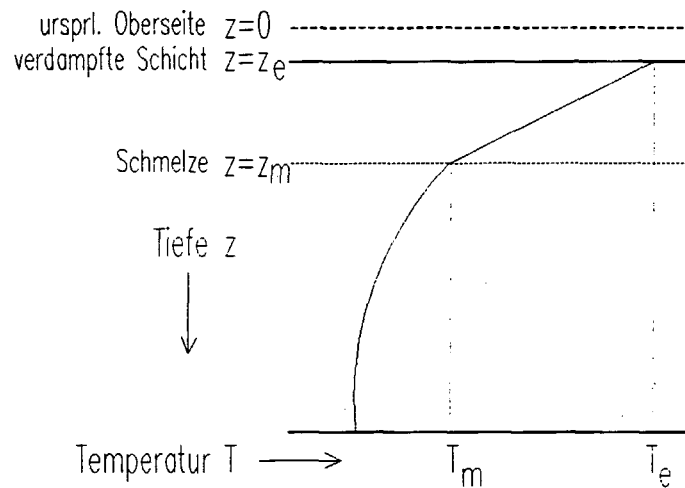


Abb. 6. Schematische Darstellung des Wärmemodells in einer Dimension

Ist die Energiedichte der elektromagnetischen Strahlung sehr groß, $\Phi > 10^7 \text{ W/m}^2$, können in der Materie Temperaturen, die über den Schmelz- und Verdampfungstemperaturen liegen, erzeugt werden. Für ein Material wird diese Belastungsgrenze zunächst durch die stoffspezifische Schmelz-, Verdampfungs- oder Zersetzungstemperatur bestimmt.

Bei der Werkstoffauswahl für Wandkomponenten in Fusionsanlagen stellt diese stoffspezifische Belastungsgrenze die oberste Grenze dar, weil aufgeschmolzenes Material die Komponente negativ verändern und verdampftes Material das Plasma negativ beeinflussen kann.

Die hohen Temperaturgradienten, die in dem jeweiligen Stoff aufgebaut werden, spielen eine Rolle bei dem thermoelastischen Verhalten: Je größer der Temperaturgradient, desto eher entstehen Risse, da eine stoffspezifische kritische Spannung überschritten wird. Solche thermisch erzeugten Risse führen zum Versagen der jeweiligen Komponente. Daher müssen solche Werkstoffe ausgesucht werden, die eine hohe Thermoschockresistenz aufweisen. Aus diesem Grund ist

die Abhängigkeit der thermophysikalischen und thermomechanischen Eigenschaften von der Temperatur bei der Werkstoffbeurteilung von besonderem Interesse.

Parameter, die die thermophysikalischen und mechanischen Eigenschaften des Materials verbinden, werden als Thermoschockkoeffizienten bezeichnet. Ein Material ist thermisch umso stärker resistent gegenüber Wärmebelastungen je höher die spezifische Wärmeleitfähigkeit λ ist. Wärmespannungen, die bei einer Thermoschockbehandlung zu Rißwachstum führen, können einerseits durch Materialien mit einer hohen Bruchfestigkeit σ , und einer niedrigen Poissonzahl ν , andererseits durch Materialien mit einem niedrigen Ausdehnungskoeffizienten α , und dem Elastizitätsmodul E , unterdrückt werden. Die stoffspezifischen Thermoschockkoeffizienten, geometrische Einflüsse unberücksichtigt, für zwei verschiedene Fälle werden untersucht: Ist der Wärmeübergang unendlich groß, beispielsweise bei instationären Abschreckexperimenten, steigt die Oberflächentemperatur sofort auf die Umgebungstemperatur T_1 an. Weil das Material im Inneren noch die Temperatur T_0 besitzt, bildet sich an der Oberfläche ein zweidimensionaler Spannungszustand aus. Versagen tritt ein, wenn eine stoffspezifische Temperaturdifferenz $R_1 = (T_1 - T_0)_{\max}$ überschritten wird.

$$R_1 = \frac{\sigma_c (1 - \nu)}{\alpha E} \quad [8.1]$$

Dabei ist σ_c die Nennbruchspannung, die sich aus äußeren mechanischen und thermischen Lasten und Eigenspannungen zusammensetzt.

Ein zweiter Fall ist gegeben, wenn der Thermoschock bei konstanter Wärmeübergangszahl und weniger schroff als unter R_1 durchgeführt wird. Ein dreidimensionaler Spannungszustand bildet sich wegen λ aus mit kritischen Spannungen an der Oberfläche. Versagen wird dann durch ein Thermoschockkoeffizient R_2 angegeben [118]:

$$R_2 = \frac{\sigma_c \lambda (1 - \nu)}{\alpha E} \quad [8.2]$$

Die folgende Tabelle gibt die Thermoschockkoeffizienten R_1 und R_2 von Materialien, die in dieser Arbeit untersucht wurden, wieder. Je größer der

Thermoschockkoeffizient eines Werkstoffes ist, umso höher kann seine Beständigkeit gegenüber thermoschockartigen Belastungen bezeichnet werden.

Material	physik. und mech. Eigenschaften						R ₁ [K]	R ₂ [10 ⁴ W/m]
	Sublimations- bzw. Zerset- zungs- Temperatur T [K]	Wärme leitfä- higkeit λ [W/mK]	Poisson- zahl ν	krit. Zugspan- nung σ _c [MPa]	Wärme ausdeh- nungs koeffizient α [10 ⁻⁶ 1/K]	Elastizi- tätsmodul E [10 ³ MPa]		
Graphit: EK 98	3800 S	60	0.14	55	3.7	110	116.7	7
HPSiC SiSiC	2700 Z	80 140	0.16 0.2	610 400	4.1 4.4	440 370	20.0 14.3	1.6 2.0
AlN Si ₃ N ₄ (HPSN)	2600 Z 1500 Z	155 30	0.2 0.25	330 250	2.7 3.0	300 180	33.0 33.3	5.1 1.0

Tab. 2. Thermische und mechanische Raumtemperatur-Eigenschaften einiger nicht-metallischer Kandidatenwerkstoffe: Sublimation (S), Zersetzung (Z)

Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, daß Graphite, wie z.B. EK 98, ein besseres Thermoschockverhalten erwarten lassen als Keramiken. Unter den Keramiken zeigt dabei Aluminiumnitrid eine höhere Resistenz gegenüber thermoschockartiger Belastung als die Siliziumcarbide.

2.3. Die Wärmeleitungsgleichung

Energie in Form von Wärme kann durch Leitung, Konvektion oder Strahlung zwischen zwei Körpern (Festkörper, Flüssigkeit, Gas) ausgetauscht werden. In einem isotropen festen Körper wird die Wärme zwischen zwei Partikeln unterschiedlicher Temperatur durch Leitung transportiert. Es gilt die Fouriersche Gleichung für Wärmeleitung /32/:

$$\left(\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right) + \left(\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + \left(\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) + q''' = \rho c \frac{\partial^2 T}{\partial t} \tag{9}$$

Dabei ist λ die Wärmeleitfähigkeit, ρ die Dichte, c die spezifische Wärme des Materials. Es wird keine Unterscheidung zwischen c_p oder c_v gemacht, da alle mechanischen Effekte vernachlässigt werden.

q''' in [W/m³] stellt die innere Wärmeerzeugung durch Quellen und Senken dar. Wegen der größeren thermischen Diffusionslänge (siehe Kapitel 2.5.) gegenüber

der optischen Eindringtiefe (siehe Kapitel 2.1.) kann die Wärmequelle in laserbestrahlten Festkörpern als Oberflächenquelle angenommen werden. Demnach ist $q''' = 0$.

Gleichung [9] läßt sich in zylindrischen Koordinaten angeben. Zusätzlich wird das Problem wegen Rotationssymmetrie des Laserstrahls (siehe Kapitel 2.3.) auf nur zwei Raumrichtungen (Radius r , Tiefe z) beschränkt. Durch Umformung erhält man [40]:

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left(\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad [10]$$

Eine analytische Lösung dieser differentiellen Gleichung ist nicht immer einfach [98/,99/]. Es wurde deshalb eine Finite Element Methode herangezogen. Dabei stand das zweidimensionale Programm TWODEPEP (siehe Kapitel 4.1. und Anhang C) mit finiten Elementen zur Verfügung, mit dessen Hilfe die Temperaturprofile und anschließend die thermisch induzierten Spannungen berechnet werden konnten. Das Programm erlaubt es, die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der absorbierten Leistungsdichte, die Temperaturabhängigkeit der thermophysikalischen Größen $\lambda(T)$, $\rho(T)$, $c(T)$ und der mechanischen Größen $E(T)$, $\nu(T)$ und $\alpha(T)$ mit einzubeziehen.

Die Randbedingungen an der Werkstoffoberseite werden nun untersucht. Zunächst soll ein zylinderförmiges Teilstück betrachtet werden. Die Oberfläche soll gleichmäßig von einer Wärmequelle mit dem absorbiertem Wärmefluß q_0'' belastet werden; d.h. das Wärmeproblem wird eindimensional, und die Fouriergleichung lautet:

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad [11]$$

Als Anfangsbedingung wird die Temperatur an der Oberfläche $T(r,z,t=0) = 20^\circ\text{C}$ gewählt. Die Randbedingung an der Oberfläche lautet:

$$q_0'' = \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \bigg|_{z=0} \quad [12]$$

wobei $z=0$ die Oberseite und $z=d$ die Dicke der Probe ist.

Tritt Schmelzen ein, so wird ein Teil der Wärme für die Umwandlung vom festen (f) in den flüssigen (l) Aggregatzustand umgewandelt. Die Randbedingung [12] muß deshalb erweitert werden durch:

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda_f \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) - \rho H_f \left(\frac{\partial z_f}{\partial t} \right) = \lambda_l \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad [13]$$

Ist der Wärmefluß so hoch, daß Temperaturen über 1000 °C an der Frontseite erreicht werden, müssen Verdampfungs-, bzw. Sublimations- und Strahlungsterme zusätzlich berücksichtigt werden. Die Randbedingung lautet dann an der Stelle $x = x_e$:

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda_e \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) - \lambda_l \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) + \rho_l H_e \left(\frac{\partial x_e}{\partial t} \right) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4) \quad [14]$$

Falls die Temperatur an der Oberfläche so sehr ansteigt, daß Verdampfung bzw. Sublimation eintritt, müssen diese sich bewegenden Phasengrenzflächen (gas-flüssig und flüssig-fest) berücksichtigt werden. Verlusten infolge von Strahlung, insbesondere bei hohen Temperaturen ($T > 1000$ K), werden durch den Term rechts in Gleichung [14] Rechnung getragen. In den obigen Gleichungen bedeuten:

- e, l, f : gasförmige, flüssige und feste Phasen
- q'' : Wärmefluß [W/cm^2]
- ρ : Dichte [g/cm^3]
- c : Spezifische Wärme [$\text{J}/\text{g K}$]
- λ : Wärmeleitfähigkeit [$\text{W}/\text{cm K}$]
- H_l : Latente Schmelzwärme [J/g]
- H_e : Latente Verdampfungswärme [J/g]
- σ : Stefan-Boltzmann Konstante = $5.67 \cdot 10^{-12} [\text{W}/\text{cm}^2 \text{K}^4]$
- ε : Emissivität

Die Emissivität ist nach dem Kirchhoffschen Gesetz gleich dem Absorptionsvermögens A gleichzusetzen. Die Emissivität ist dabei auch von der Wellenlänge abhängig.

Ohne Einschränkungen lassen sich diese und folgende Betrachtungen auch auf zwei Dimensionen übertragen.

In Luft und in Gegenwart von Stickstoff als Schutzgas ergeben sich weitere Energieverluste durch natürliche Konvektion um die erhitzte Stelle an der Probenoberfläche herum. Energieverluste durch Konvektion werden im folgenden für Luft abgeschätzt.

Es gilt das Newtonsches Abkühlungsgesetz /33/:

$$q''_{Konv} = h_f A (T_0 - T_\infty) \quad [15]$$

Mit: h_f : freier Wärmeübergangskoeffizient [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]

T_0 : Temperatur an der Oberfläche [K]

T_∞ : Umgebungstemperatur [K]

A : erwärmte Oberfläche [m^2]

Der Wärmeübergangskoeffizient h_f für freie Konvektion an einer ebenen Scheibe, dessen Oberseite warm ist, wird durch Gleichung [16] wiedergegeben /34/:

$$h_f = Nu_\beta \frac{\lambda}{l} \quad [16]$$

Mit: Nu_β : Nußeltzahl

λ : Wärmeleitfähigkeit des Gases ($= 0.026 \text{ W/mK}$, Luft bei $T_\infty = 20^\circ\text{C}$)

l : Überströmlänge /34/ $= \pi r$

r : Radius des umströmten Körpers $= 10 \text{ mm}$

Fernerhin kann die Nußeltzahl Nu_β für eine ebene Scheibe (obere Fläche warm, untere kalt) mit konstanter Wärmestromdichte bei einer freien konvektiven Strömung angegeben werden durch /35/:

$$Nu_\beta = (Ra^{1/6}) \frac{0.776(Pr)^{(1/6)}}{(1 + 1.4(Pr)^{(1/2)})^{(1/3)}} Gr = \frac{gl^3\beta\Delta T}{\nu^2} \quad [17]$$

$Ra = GrPr$: Rayleighzahl

Gr = Grashofzahl

Pr = Prandtlzahl ($= 0.715$, Luft bei $T_\infty = 20^\circ\text{C}$)

g = Erdbeschleunigung

β = Ausdehnungskoeffizient ($= 3.42 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$)

$\Delta T = (T_0 - T_\infty)$

ν = Viskosität ($= 153.5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$)

Setzt man diese Werte /34/ für Luft ($T_{\infty} = 293 \text{ K}$, Oberflächentemperatur $T_0 = 2300 \text{ K}$) ein, so erhält man für die Nußeltzahl und den freien Wärmeübergangskoeffizienten

$$Nu_{\beta} = 5.25$$

$$h_f = 4.30 \left[\frac{W}{m^2 K} \right]$$

Die Wärmestromdichte bei Abkühlung, die sich in Luft für eine Scheibe mit einem Durchmesser 20 mm ergibt, ist damit

$$q''_{Konv} = 3.1 \left[\frac{W}{m^2} \right]$$

Bei den hier verwendeten Leistungsdichten von $\Phi \geq 10^6 \text{ W/m}^2$ sind Verluste durch Konvektion sehr gering und werden im folgenden nicht mehr berücksichtigt.

2.4. Thermisch induzierte Wärmespannungen

Wärmespannungen treten innerhalb eines festen Körpers dann auf, wenn die Wärmeverteilung ungleichmäßig ist. Ist die Dehnung in einem Körper genügend klein, infolge von niedriger Temperatur- oder Wärmebelastung, verhält sich das Material elastisch. Es gilt das Hookesche Gesetz:

$$\sigma = \frac{E\alpha\Delta T}{1 - \nu} \quad [18]$$

Dabei ist E der Elastizitätsmodul, α der lineare Wärmeausdehnungs-Koeffizient, ν die Poissonzahl und $\Delta T = T - T_0$ die Temperaturänderung von der Ausgangstemperatur T_0 zu T .

Zum Bruch im Material kommt es, wenn der Temperaturunterschied so groß ist, daß die Spannung σ eine kritische Spannung σ_c oder eine Schwellspannung σ_Y überschreitet. Die Temperatur, bei der diese kritische Spannung auftreten kann, ist gegeben durch:

$$\Delta T_c = \frac{\sigma_c(1 - \nu)}{\alpha E} \quad [19]$$

Thermisch-bedingte Spannungen in einer von oben beheizten Scheibe können durch folgende Gleichungen beschrieben werden /36/,/37/:

$$\sigma_r = \frac{E}{1 - \nu^2} (\varepsilon_r - \alpha \Delta T(r, z)) + \frac{E\nu}{1 - \nu^2} (\varepsilon_z - \alpha \Delta T(r, z)) \quad [20]$$

$$\sigma_z = \frac{E}{1 - \nu^2} (\varepsilon_z - \alpha \Delta T(r, z)) + \frac{E\nu}{1 - \nu^2} (\varepsilon_r - \alpha \Delta T(r, z)) \quad [21]$$

$$\sigma_{rz} = \frac{E}{2(1 + \nu)} \varepsilon_{rz} \quad [22]$$

Dabei bedeuten σ_r und σ_z ebene Zugspannungen in r und z Richtung und $T(r, z)$ die zweidimensionale Lösung der Gleichung [9]. Die Scherspannung wird durch σ_{rz} beschrieben. ε_r , ε_z und ε_{rz} sind die zugehörigen Dehnungen.

2.5. Der Wärmeflußparameter

Bei der Untersuchung von Belastungsgrenzen von Werkstoffen ist ein von der Art der Strahlung unabhängiger Parameter, der sogenannte Wärmeflußparameter $\Phi \sqrt{t_p}$, verwendet worden. Mit diesem Parameter können die Ergebnisse, die durch absorbierte Leistungsdichte Φ_{abs} und Pulslänge t_p charakterisiert sind, miteinander verglichen werden. Der Wärmeflußparameter wurde aus der Lösung der Wärmeleitungsgleichung [11] aus Kapitel 2.3. abgeleitet:

Unter Vernachlässigung von Energieverlusten durch Wärmestrahlung und Werkstoffverdampfung (siehe Gleichung [14]) kann die eindimensionale Differentialgleichung [11] zur Berechnung der Oberflächentemperatur gelöst werden /38/:

$$T(0, t) = T(0, 0) + \Phi \sqrt{t_p} \frac{2}{\pi \rho c \lambda} \quad [23]$$

Diese Lösung setzt voraus, daß der Wärmefluß auf der Probenoberfläche homogen verteilt und die optische Eindringtiefe (Gleichung [24]) kleiner als die thermische Diffusionslänge ist. Die thermische Diffusionslänge l_{therm} ist definiert als:

$$l_{therm} = \sqrt{4\kappa t_p} \quad [24]$$

Der thermische Diffusionskoeffizient κ , ist gegeben durch:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\rho c} \quad [25]$$

In Gleichung [23] muß Φ durch die absorbierte Leistungsdichte (Gleichung [7]), korrigiert werden. In der Literatur werden häufig Verluste durch Reflexion bzw. Rückstreuелеktronen entweder abgeschätzt oder vernachlässigt [19]. In Gleichung [23] vereinigt der Wärmeflußparameter die Faktoren Pulslänge t_p , Reflexionsvermögen R , Laserleistung P und Fläche A .

Werte für κ und l_{therm} sind in Tab. 4 eingetragen. Für die hier untersuchten Werkstoffe sind optische Eindringtiefen (siehe Kapitel 2.1.) viel kleiner als die thermische Diffusionslänge.

In rechnerischen Lösungen für eindimensionale Wärmemodelle bei der Berechnung von Belastungsgrenzen für Ribbildung und Schmelzen werden häufig Raumtemperaturdaten oder gemittelte Werte der thermophysikalischen Größen verwendet [39/-/41/. In dieser Arbeit werden Temperaturabhängigkeiten der thermophysikalischen Größen mitberücksichtigt.

3. EXPERIMENTELLES

3.1. Werkstoffe und physikalische Eigenschaften

Für die Quantifizierung von Belastungsgrenzen mittels Laserstrahlen standen die in Kapitel 1.3. erwähnten nichtmetallischen Werkstoffe wie Keramiken (Nitride, Carbide), Graphite (Feinkorngraphite, pyrolytischer Graphit und kohlenfaserverstärkte Graphite) und beschichtete Werkstoffe im Vordergrund. Zwei Hochtemperaturstähle wurden zu Vergleichszwecke mitaufgenommen. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht der untersuchten Werkstoffe und ihrer Hersteller.

Material	Hersteller (Land) / Produktname
Keramiken	
AlN	ESK Elektroschmelzwerk Kempten (München,BRD) / HD-AlN
Si ₃ N ₄ (HPSN)	Hoechst CeramTec (Selb,BRD) / Rosinit $\cong$ HPSN
SiC	ESK / EKasic-HD
SiSiC	Hoechst CeramTec / Rocar
SiC + 2%AlN	Hitachi (Japan)
Graphite:	
EK 98	Ringsdorff-Werke GmbH (Bad Godesberg,BRD)
AXF-5Q	POCO Graphite Inc. (USA)
pyrolytisches Graphit	"Pfizer" (USA) / PYROID
Kohlenfaser verstärktes Gr.(2-direktional)	Sigri (Meibingen,BRD)
Kohlenfaser verstärktes Gr.(4-direktional)	Fiber Materials Inc. (USA) / FMI-3333
B ₄ C-Coat-Mix Material (CMM)	IRW, Forschungszentrum (Jülich)
beschichtete Werkstoffe:	
Molybdän-TiC (CVD)	Hitachi (Japan)
EK 98-B ₄ C (VPS)	Inst.Werkstoffwiss. (RWTH Aachen,BRD)

Tab. 3. Hersteller der verwendeten nichtmetallischen Werkstoffe

Eine Zusammenfassung der thermophysikalischen Eigenschaften aus Literatur- oder Herstellerdaten sind in den folgenden Tabellen Tab. 4 und Tab. 5 ersichtlich. Dabei sind die jeweiligen Werte bei Raumtemperatur angegeben. Die thermischen Daten sind aus folgende Literaturstellen zusammengetragen:

- Metalle: /109/,/111/
- Graphite: /67/,/105/-/107/,/15/

- Kermiken und Beschichtungen: /94/,/110/,/105/-/107/

Zusätzlich wird die jeweilige Schmelz-(Schm), Zersetzung-(Z) oder Sublimations-(S)temperatur in der Tabelle aufgenommen.

Bei den hier numerisch untersuchten Belastungsgrenzen ist die Temperaturabhängigkeit der thermophysikalischen Größen von Bedeutung. Diese Daten sind aber nicht immer erhältlich, bzw. für die hier auftretenden hohen Temperaturen nicht gemessen worden. Im Anhang A sind die aus der Literatur gefundenen oder vom Hersteller gelieferten temperaturabhängigen Größen, teilweise auch in Polynomdarstellung, aufgelistet.

Material	Schadens-relevante Temperatur T [°C]	Dichte ρ [g/cm ³]	spezifische Wärme c [J/g K]	Wärme-leitfähigkeit λ [W/mK]	Diffusivität κ [cm ² /s]	Therm. Diffusions-länge l_{therm} [mm]	
						1ms	10ms
IN 600	1425 Schm	7.86	0.69	27	0.05	0.14	0.45
HPSN	1877 Z	2.37	1.34	35	0.011	0.07	0.21
AlN	2300 Z	3.21	0.80	130	0.05	0.14	0.4
HPSiC	2400 Z	3.2	0.84	110	0.024	0.1	0.31
SiC + AlN	2400 Z	3.2	0.84	135	0.024	0.1	0.31
SiSiC	2400 Z	3.2	0.7	140			
EK98 AXF-5Q	3600 S	1.86 1.83	0.9	69 100			
PYROID	3600 S	2.2	0.77	<a>346 <c>1.7	<a>0.003 <c>0.64	<a> 0.03 <c> 0.10	<a> 0.50 <c>* 1.61
CFC-2d	3600 S	1.6	0.67	16.3	1.50		
CFC-4d	3600 S	1.6	0.7				
B ₄ C-CMM	2450 Schm	2.0-3.0	2.0	6-10			
TiC	3200 Schm	4.9	0.56	40			
B ₄ C	2450 Schm	2.5	2.0	20	0.05		

Tab. 4. Thermophysikalische Größen und ihre Daten bei Raumtemperatur: Schmelzen(Schm), Sublimation(S), Zersetzung(Z)

Material	Ausdehn. koeffizient α [10 ⁻⁶ /K]	E-Modul E [10 ³ MPa]	Poissonzahl ν	Bruchfestigkeit σ_c [10 ³ MPa]	Porenvolumen [vol.%]	Schicht- dicke [μ m]
HPSN	1.5	280	0.25	600		
AlN	5.7	300-310	0.20	360	15	
HPSiC	4.0-4.4	440	0.16	430-800	1	
SiC + Si	2.6	370	0.20	280-500	0	
SiC + AlN	4.1	280	0.17	600	3	
EK98	3.7	55	0.14		>10	
PYROID	<a> 1 <c> 13	<c>311.5		844		
CFC-2d					10-15	
CFC-4d					10-15	
B ₄ C-CMM						
TiC	7.5	330	0.18			12
B ₄ C	5.5	370	0.21		15	200-250

Tab. 5. Thermomechanische Größen und die - soweit vorhanden - Daten bei Raumtemperatur

3.2. Probengeometrie und Probenvorbehandlung

Für die Belastungstests wurden Proben mit den Abmessungen 25×25×10 mm³, für die Reflexionsmessungen Proben der Größe 15×10×10 mm³ verwendet. Bei einigen Werkstoffen wurden 1-2mm dicke Scheiben mit 10mm Durchmesser für Temperaturmessungen angefertigt.

Sämtliche Proben wurden wie erhalten untersucht.

3.3. Laseranlagen

Für die meisten Messungen wurde ein Neodym-Yttrium Aluminium Granat (NdYAG)- Festkörperlaser KLS 321 der Firma LASAG verwendet.

Ein Laser ist eine Lichtquelle, die den Quantenmechanischen Effekt der Lichtverstärkung durch stimulierte Strahlungsemission (Light amplification by stimulated emission of radiation) ausnutzt.

Je nach laserfähigem Medium gibt es prinzipielle Unterschiede in den technischen Ausführungen. Das Funktionsprinzip eines Lasers wird im folgenden erläutert und die Strahleigenschaften erklärt.

3.3.1. Die Funktionsweise des Lasers

Folgende Kriterien müssen erfüllt werden, damit die stimulierte Emission eintreten kann:

- Es muß ein Nicht-Gleichgewichtszustand hergestellt werden.
Dabei muß ein oberes Energieniveau stärker besetzt sein als der Grundzustand, d.h. eine Besetzungsinversion muß vorliegen.
- Die Lebensdauer auf den höheren Energieniveaus muß lang gegenüber der spontanen Relaxationszeit sein.

Allgemein kann man die Wirkungsweise eines Lasers mit Hilfe eines Systems, das zwei Niveaus besitzt, verstehen /11/.

ν_u Atome befinden sich auf dem oberen, ν_l Atome auf dem unteren Niveau. Die von den Atomen im oberen und unteren Zustand pro Zeiteinheit nach außen abgestrahlte Energie ist:

$$P = (2\pi h) B_{rf} \frac{1}{\Delta\omega} 2\pi\omega(\nu_u - \nu_l) \quad [26]$$

Dabei ist $2\pi h$ die Energie pro Photon, B_{rf} die Amplitude der magnetischen Komponenten des elektromagnetischen Strahlungsfeldes, und $\Delta\omega$ die gemeinsame Breite der beiden Niveaus $\Delta\omega = \Delta\omega_u + \Delta\omega_l$. Im thermischen Gleichgewicht gilt: $\nu_u < \nu_l$, es wird daher insgesamt nach außen keine Energie abgestrahlt. Wird nun von außen Energie mit der Frequenz ω auf das System eingekoppelt, beispielsweise durch eine Lichtquelle hoher Intensität (Pumplicht), um die Atome in den angeregten Zustand zu bringen, so entsteht ein Nichtgleichgewicht, da $\nu_u > \nu_l$. Damit ist die geforderte Besetzungsinversion erreicht und die Emission des Laserlichtes setzt ein.

Das NdYAG Laser-Material ist ein zylindrischer Stab aus einem Granat der Form $M_3Al_5O_{12}$. Yttrium Y^{3+} ersetzt das dreiwertige Metallion. Nd^{3+} wird dazu dotiert, um das laserfähige Medium zu erzielen. Für das System Nd^{3+} in einem NdYAG Kristall wird der laseremittierende Übergang in dem Bild des Elektronenzustands Abb. 7 dargestellt /42/. Das NdYAG-System stellt ein Vier-Niveau-System dar, wobei der erste Übergang durch die Pumpanregung

vom Grundniveau $^4I_{9/2}$ in die Anregungsbänder stattfindet. Der zweite Zustandsübergang vollzieht sich von den Anregungsbändern in den angeregten Zustand $^4F_{3/2}$ durch strahlungslose Relaxation. Der Laserübergang findet im dritten Relaxationsprozeß beim Übergang von $^4F_{3/2}$ nach $^4I_{11/2}$ statt, wobei das Laserlicht mit der Wellenlänge 1.06 μm abgestrahlt wird. Der vierte Prozeß stellt wiederum eine strahlungslose Relaxation ins Grundniveau dar.

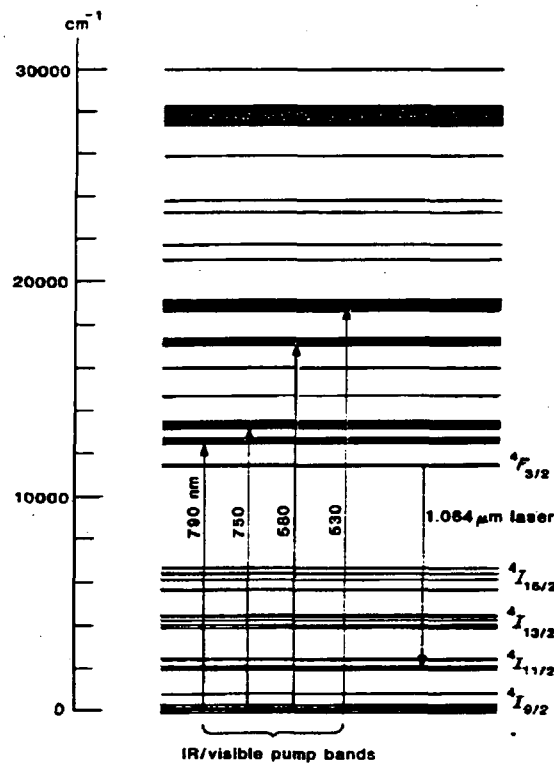


Abb. 7. Vier-Niveau-System für das NdYAG-Lasermedium /42/.

3.3.2. Aufbau des NdYAG-Lasers

Abb. 8 zeigt den prinzipiellen Aufbau der für die Versuche verwendeten NdYAG-Laserquelle KLS 321 (Firma LASAG AG, Thun, Schweiz).

Das aktive Medium ist ein NdYAG-Stabzylinder (4) in der Brennnlinie eines elliptisch-zylindrischen Spiegels. In der anderen Brennnlinie befindet sich eine

Xenon-Lampe (3), die die nötige Pumpenergie liefert. Die Spiegel (5) und (6) stellen einen kurzen Hohlraumresonator her, in der das Laserlicht verstärkt und ausgekoppelt wird. Der Spiegel (17) lenkt den durch das Spiegelsystem (12) aufgeweiteten Laserstrahl auf das Objektiv (18).

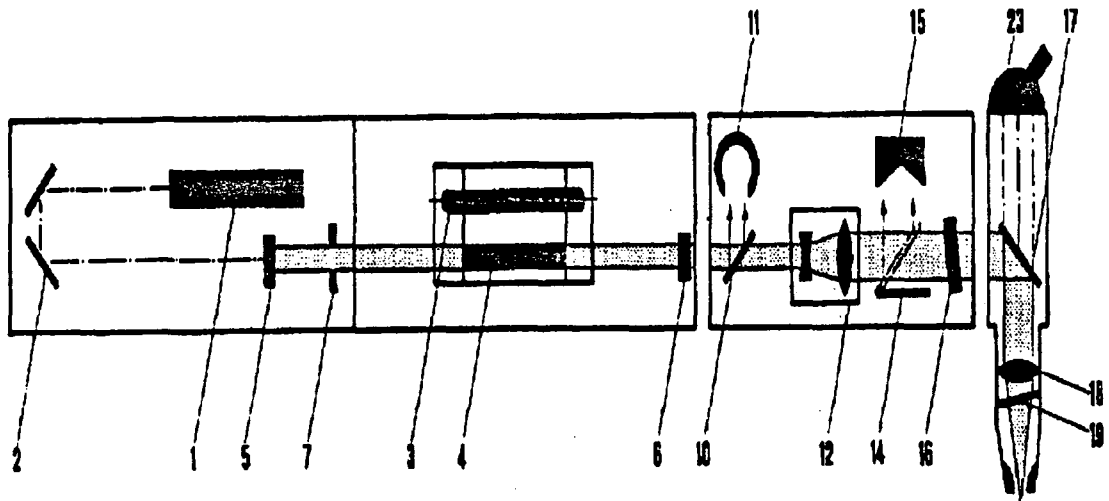


Abb. 8. Schematischer Aufbau des verwendeten NdYAG Lasers /44/:

- 1 Helium-Neon-Pilotlaser
- 2 Umlenkspiegel für 1
- 3 Xe-Blitzlampe
- 4 NdYAG-Laserstab
- 5 Endspiegel (für NdYAG-Strahl voll reflektierend)
- 6 Austrittsspiegel (teildurchlässig)
- 7 Modemblende
- 10 Umlenkspiegel zur Energiemessung
- 11 Detektor zur Energiemessung
- 12 Linsensystem zur Strahlaufweitung
- 14 Strahlschalter
- 15 Graphitblock als Schutzabsorber
- 16 Austrittsfenster
- 17 Umlenkspiegel
- 18 Objektivlinse (Brennweite $f = 150\text{mm}$)
- 19 Objektivschutz (Glasplättchen)
- 23 Okular

Der NdYAG-Laser wurde im Einzelpuls-Modus betrieben. Dabei wird der Strahl vom Umlenkspiegel (14) und (10) zunächst auf einen Schutzabsorber und auf den

Energiedetektor (11) gelenkt. Damit kann die Strahlenergie E vor und nach der Belastung kontrolliert werden. Die Ablesung dieses Wertes wird zur Bestimmung der Leistungsdichte (siehe Kapitel 3.3.5.) verwendet. Ein Einzelpuls zur Belastung wird durch Einklappen der beiden Umlenkspiegel freigegeben. Durch sofortiges Zurückklappen der Spiegel wird die Ausgangssituation wiederhergestellt.

Die Pulsdauer konnte kontinuierlich zwischen 0.2 und 10 ms variiert werden. Maximal konnte eine Strahlenergie zwischen 2J (für 0.2ms), 10J (für 1ms) und 5J (für 10ms) ausgekoppelt werden. Die maximal erreichbare Leistung lag demnach zwischen 1-10 kW. Maximale Leistung ergibt sich, wenn der NdYAG-Stab eine Temperatur von 50°C hat [43]. Diese Temperatur wird erreicht, wenn die Pulsfrequenz der Xenon-Lampe hoch ist, beispielsweise $f_{\text{Puls}} = 100 \text{ Hz}$ bei $t_p = 1 \text{ ms}$, $E = 10 \text{ J}$.

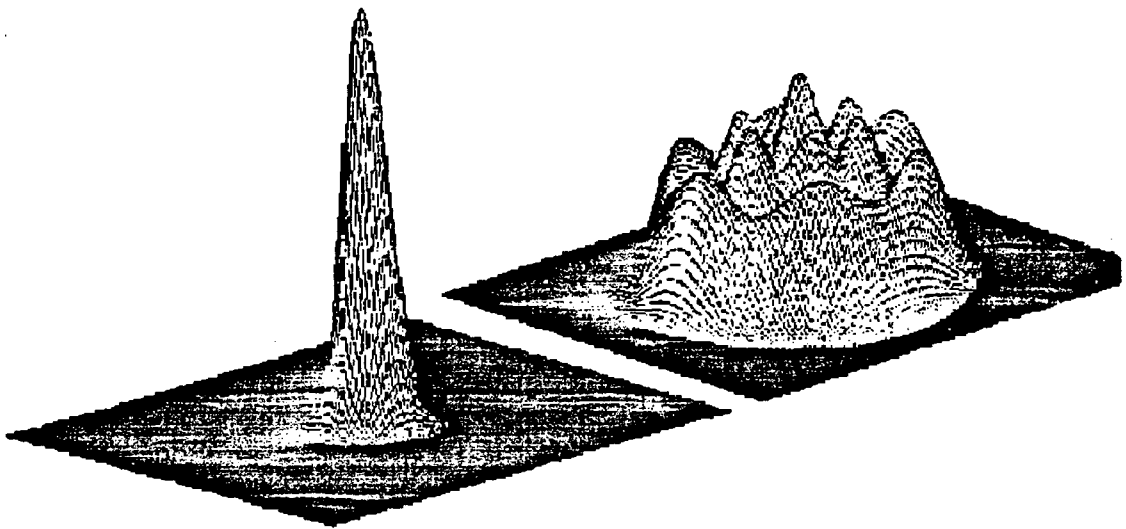
3.3.3. Strahleigenschaften

Die emittierte Laserstrahlung besitzt folgende Eigenschaften

- sie ist monochromatisch,
- sie ist kohärent,
- die Divergenz des Strahls ist sehr gering, d.h. er läßt sich sehr gut fokussieren. Typische Divergenzwerte für Festkörperlaser sind 1 - 5 mrad.

Ein wichtiger Parameter bei der Beurteilung der Strahlqualität ist die räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung. Durch den Kristall-Resonator-Aufbau werden bestimmte Ausbreitungsrichtungen des Strahls bevorzugt: Faßt man den Laserstrahl als transversale elektromagnetische Welle auf, so besitzt ein Strahl in dem TEM_{00} -Grundmodus eine Gaußförmige räumliche Verteilung Abb. 9 a). Zu höheren Moden von TEM_{xy} entstehen im Strahlengang mehrere Spitzen unterschiedlicher Intensität Abb. 9b).

Für eine sehr gute Strahlqualität (geringe Divergenz, kleine Modenzahl x,y) wird normalerweise ein langer Resonator gewählt, d.h. die End- und Auskoppelspiegel liegen weit auseinander. Durch Einsetzen einer Modenblende (7) kann die Qualität zusätzlich erhöht werden. Diese Maßnahmen bewirken durch Streuverluste jedoch eine Abnahme der mittleren Leistung. Bei dem hier verwendeten NdYAG-Laser wurde, um eine Leistungseinbuße im Einzelpulsmoden zu unterdrücken, die kurze Resonatorstrecke ohne Modenblende genutzt. Dadurch erhält



a) Gaußförmiger Grundmode

b) Multimode Verteilung

Abb. 9. Intensitätsverteilungen im Laserstrahl /44/

man einen Strahl mit multimode Intensitätsverteilung. Ein multimode TEM-Strahl hat im Gegensatz zu dem gaußförmigen TEM_{00} -Strahl eine Mehrzahl von Intensitätsmaxima. Beispielsweise zeigt Abb. 12 einige gemessene Intensitätsverteilungen des verwendeten Lasers. Im zweidimensionalen Strahlquerschnitt sieht man das für diesen NdYAG-Strahl typische multimode Strahlverhalten. Die Verteilung ist im allgemeinen über dem Strahlquerschnitt fast homogen (siehe 3.3.4b).

Die zeitliche Intensitätsverteilung ist ein weiterer wichtiger Punkt für die Strahlqualität bei der Messung von Belastungsgrenzen. Eine rechteckförmige Pulsform wird angestrebt.

3.3.4. Strahlparameter

Um den Laserstrahl zu charakterisieren, sind folgende Messungen notwendig:

- a. Aufnahme der Kaustik, d.h. der Strahlengang für die verwendete Optik (Ausgangslinse 17, siehe Abb. 8).
- b. Räumliches Intensitätsprofil des Laserstrahls und Pulsform, d.h. zeitlicher Intensitätsverlauf, für jede eingestellte Pulslänge.

3.3.4.a Die Kaustik des NdYAG-Lasers

Es wurde eine Linse mit Brennweite $f = 150\text{mm}$ für alle Belastungsversuche verwendet. Der Strahlengang wurde durch die Vermessung des Strahlradius für verschiedene Abstände hinter der Linse aufgenommen. Dabei wurden Abstände in Schritten von 5mm bis zur zweifachen Brennweite der Linse gewählt. Der Abstand hinter der Linse konnte durch ein Metalllineal mit einer Ablesegenauigkeit von $\pm 0.2\text{mm}$ eingestellt werden. Die Messung des Strahlradius r_{Strahl} wurde wie folgt vorgenommen:

Für jeden eingestellten Abstand wurde der Laser eingeschaltet und ein Brennfleck auf schwarzem Fotopapier, bzw. bei höheren Leistungsdichten (für Abstände $< 60\text{mm}$ vor und hinter der Linsenbrennweite) auf fotolackiertes Aluminiumblech und auf Graphit (EK 98) erzeugt. Die auf diesen Detektormaterialien entstandenen Brennflecke wurden unter einem optischem Mikroskop vermessen.

Neben den systematischen Meßfehlern, die bei solchen Messungen auftreten, sind noch die Fehler zu nennen, die von den materialspezifischen Absorptionseffekten der Detektorproben hervorgerufen werden. Dabei werden durch Absorption sekundäre Effekte wie Farbveränderungen (Fotopapier), ausgelöst.. ergeben sich Fehler bei der Bestimmung von r_{Strahl}

Bei Durchmesser $< 1\text{mm}$ ist die Leistungsdichte so groß, daß Schmelz- und Verdampfungsschädigung stattfinden. Aufschmelzendes Material, beispielsweise, kondensiert zu Randspritzern auf der Oberfläche und bildet damit ein Schadensgebiet, dessen Ausmessung zu weiteren Fehlern führen kann /45/. Die oben genannten Fehler können aus folgenden Gründen vernachlässigt werden:

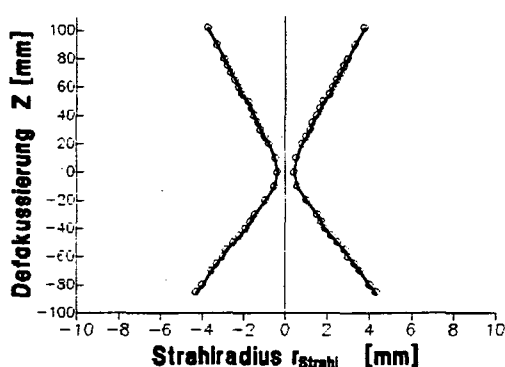
- Gemessene Intensitätsprofil wie in Abb. 12 zeigen sehr steile Flanken.
- Verluste durch Reflexion an den fotolackierten und graphitischen Targets waren minimal (für EK 98 beispielsweise $R = 0.08$, siehe Kapitel 4.2.3a)
- Insbesondere bei der Messung kleinerer Strahlradien wurden Graphit-Targets gewählt. Randeffekte durch rekondensiertes Material konnten so minimal gehalten werden.

Fehler in der Bestimmung von r_{Strahl} konnten, durch mehrmalige Messung kleiner als 5%, gehalten werden.

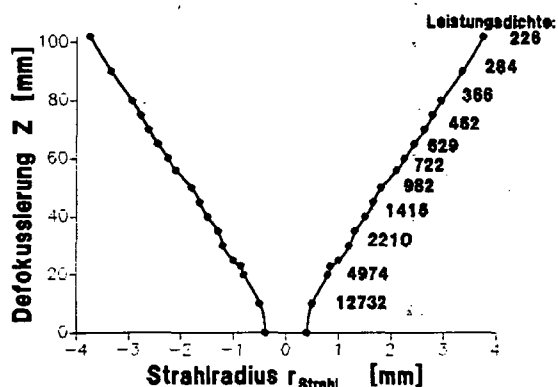
Abb. 10a) zeigt die graphische Darstellung der Kaustikmessung für die verwendete Linse. Die entsprechenden Werte für die Leistungsdichte bei $t_p = 1\text{ms}$ sind im Diagramm b) eingetragen. Für die Bestimmung der Leistungsdichte wurde eine homogene Strahlverteilung über einer kreisrunden Fläche vorausgesetzt. Nach Bestimmung des Strahlradius r_{Strahl} ergibt sich die auf der Probenoberfläche eintreffende Leistungsdichte aus der Energie E und Pulszeit t_p :

$$\Phi = \frac{E/t_p}{\pi r_{\text{Strahl}}^2} \quad [27]$$

Für andere Pulszeiten wurde die Leistungsdichte Φ auf entsprechende Weise ermittelt.



a) Gesamткаustik der Objektivlinse



b) Ausschnitt der Kaustik:
Bestimmung der Leistungsdichte
in MW/m^2 bei unterschiedlichen
Defokussierungen

Abb. 10. Kaustikmessungen der verwendeten Optik beim NdYAG-Strahl:

Laserparameter:

- Pulsdauer t_p : 1ms
- Energie E : 10J

Die Reproduzierbarkeit bezüglich der Leistungsabgabe, des Intensitätsprofils, der Pulsdauer und Pulsform sind für die Messungen von großer Bedeutung. Abwei-

chungen von der Gesamtenergie $E = 10 \text{ J}$ (bei $t_p = 1 \text{ ms}$) lagen bei höchstens $\pm 0.2 \text{ J}$.

3.3.4.b Zeitliches und räumliches Intensitätsprofil des Laserstrahls.

Von großer Bedeutung für die Quantifizierung von Schäden und deren Belastungsgrenzen ist die Kenntnis des zeitlichen Verlaufs des Wärmepulses und dessen räumliche Verteilung auf der Probenoberfläche.

Abb. 11. zeigt den schematischen Aufbau des verwendeten Geräts zur Strahlungsdiagnose /46/. Bei der Messung wird der 1% Teil des Laserstrahls verwendet, der von dem Umlenkspiegel, (17), transmittiert wird.

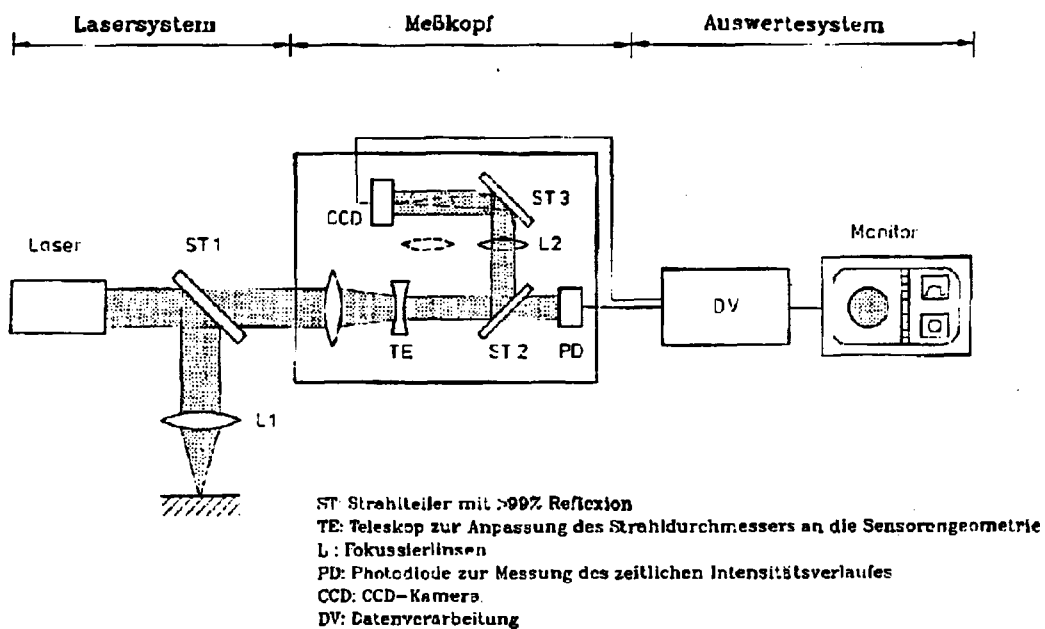


Abb. 11. Schema der Laserstrahlendiagnose beim NdYAG-Laser /46/.

Dieser unfokussierte, freilaufende Strahl wird von einer CCD-Kamera und einer Photodiode erfaßt. Die CCD-Kamera dient zur Aufnahme des räumlichen Intensitätsprofils, die Photodiode zur Messung des zeitlichen Intensitätsverlaufs. Die von der CCD-Kamera und von der Photodiode kommenden Signale können digital weiterverarbeitet und gespeichert werden.

Durch Positionierung einer Linse, L2 siehe Abb. 11, in dem Strahlengang konnte auch der fokussierte Strahl untersucht werden. Für verschiedene Pulszeiten ist in den folgenden Abbildungen der räumliche Verlauf des Strahlintensitäts gemessen worden.

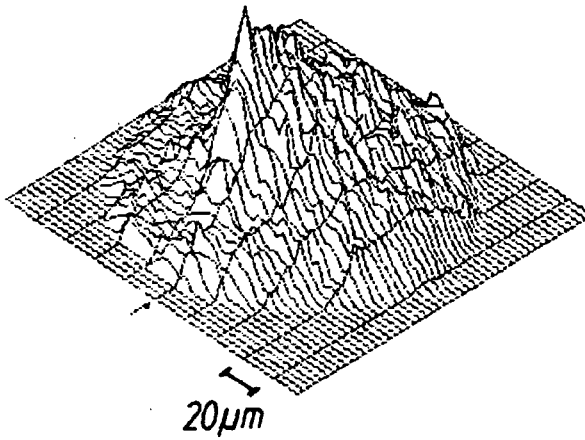
Die Darstellungen a) bis d) in Abb. 12 wurden mit dem in Abb. 11 schematisch dargestellten Diagnosesystem aufgenommen. Hier werden die gemessenen räumlichen und zeitlichen Intensitätsprofile gezeigt. Die räumliche Darstellung der Strahlintensität links in den Abbildungen a)-c) wurde gleichzeitig mit den rechts abgebildeten zeitlichen Pulsformen bei Pulseinstellungen von $t_p = 0.2\text{ms}$, 1ms und 5ms für den fokussierten Strahl aufgenommen, d) zeigt das gemessene zeitliche und räumliche Intensitätsprofil des unfokussierten Strahls bei der Einstellung $t_p = 1\text{ms}$.

Die Pulslänge läßt sich durch die Halbwertsbreite bestimmen. Hierbei liegt eine gute Übereinstimmung zwischen eingestellter und gemessener Pulslänge vor. Die Anstiegs- und Abfallzeiten liegen bei allen Pulslängen zwischen $0.2\text{--}0.3\text{ ms}$.

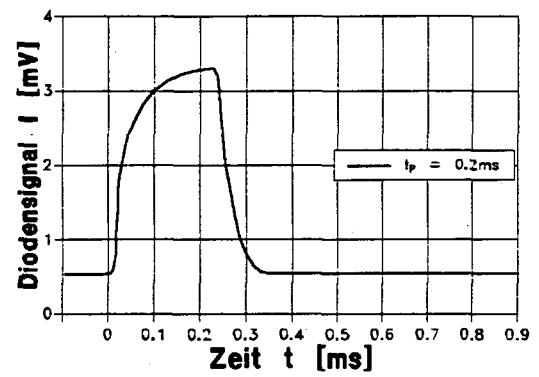
Bei Einzelmessungen der räumlichen Intensitätsverteilung zu Beginn, während und zum Ende des Pulses konnten charakterliche Veränderungen nicht festgestellt werden.

In der räumlichen Darstellung des fokussierten Strahls zeigt sich bei kurzen Pulszeiten ($t_p \leq 0.5\text{ ms}$) in der Mitte des kreisförmigen Strahlquerschnitts ein elliptisch geformtes Zentrum. Dieses umschließt einige Intensitätserhöhungen mit etwa $10\text{--}20\%$ der Gesamtenergie. Bei längeren Pulsdauern sind nur noch lokal einige Intensitätserhöhungen (peaks) festzustellen.

Im unfokussierten Strahl dagegen ist die Energie, bis auf kleinere Randpeaks, im wesentlichen gleichmäßig über den gesamten Strahlquerschnitt verteilt. Für andere Pulszeiten ergeben sich Verteilungen ähnlich der in d) abgebildeten.

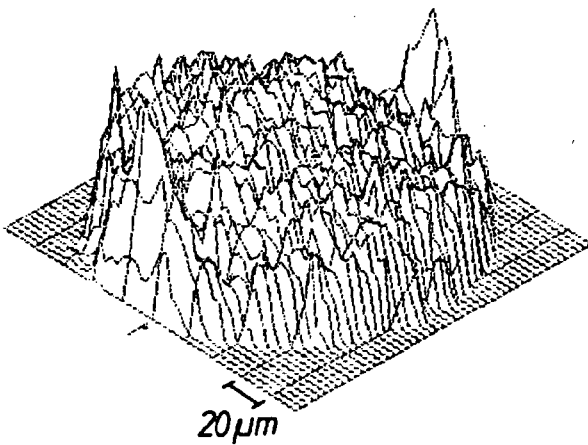


Intensitätsverteilung bei $t_p = 0.2\text{ms}$,
fokussierter Strahl

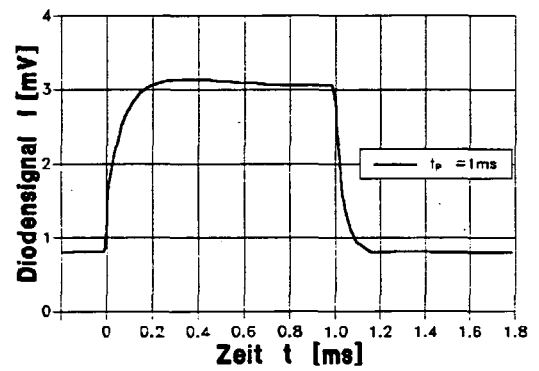


gemessene Pulsform bei $t_p = 0.2\text{ms}$

a)

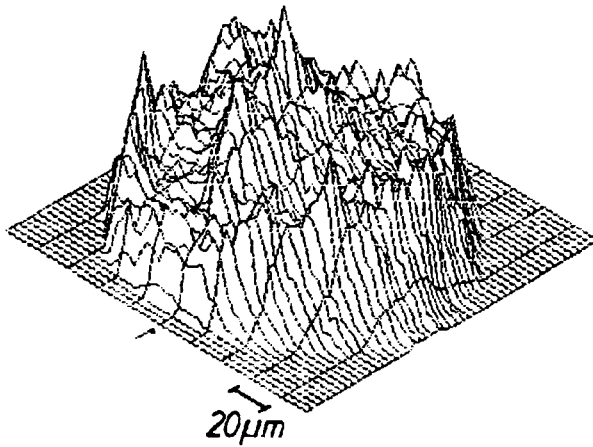


Intensitätsverteilung bei $t_p = 1\text{ms}$,
fokussierter Strahl

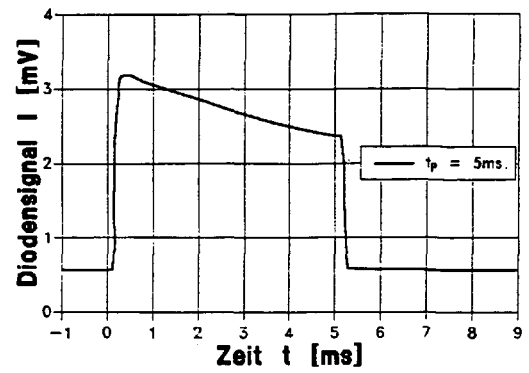


gemessene Pulsform bei $t_p = 1\text{ms}$

b)

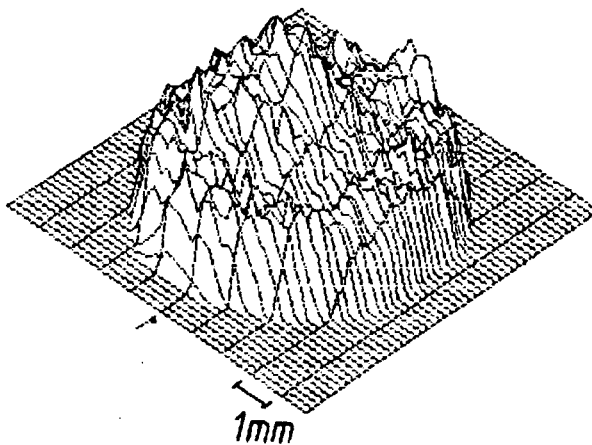


Intensitätsverteilung bei $t_p = 5\text{ms}$,
fokussierter Strahl

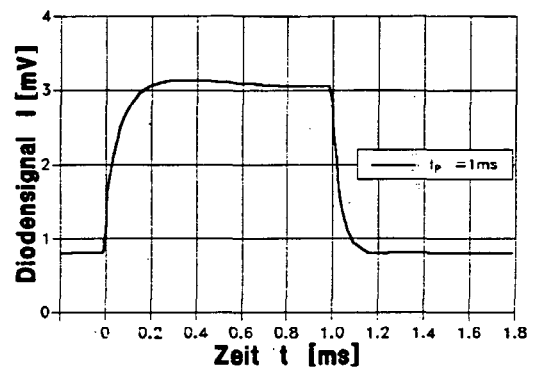


gemessene Pulsform bei $t_p = 5\text{ms}$

c)



Intensitätsverteilung bei $t_p = 1\text{ms}$
unfokussierter Strahl



gemessene Pulsform bei $t_p = 1\text{ms}$

d)

Abb. 12. Zeitliche und räumliche Intensitätsverteilungen: a)-c): fokussierter Strahl bei den Pulszeiten $t_p = 0.2/1/5\text{ ms}$ und d): unfokussierter Strahl bei $t_p = 1\text{ms}$. Links sind jeweils die gemessenen räumlichen, rechts die zugehörigen zeitlichen Verteilungen des Laserstrahls dargestellt.

Eine direkte Messung des räumlichen Profils in dem Hauptstrahl war nicht möglich. Es wird daher in den weiteren Ausführungen angenommen, daß ein annähernd flaches Profil bei Pulsdauern $\geq 1\text{ms}$ vorherrschend ist, und daß bei sehr kurzen Pulszeiten die Pulsform ein zentrales Maximum besitzt.

3.4. Durchführung der Belastungsversuche

Mehrere Belastungsversuche an einer Probe waren wegen des geringen Strahlradius möglich. Die Belastungsstelle an der Probenoberfläche konnte mit Hilfe des Helium-Neon Pilotlasers ausgemacht werden. Nach dem Einstellen der Pulslänge t_p und Pulsenergie E am Netzteil, wurde der Abstand zwischen Probenoberfläche und Objektivlinse fixiert.

Die Betätigung des Strahlschalters (14) führt zur Freigabe eines Einzelpulses mit eingestellter Pulsdauer und Energie. Bei Mehrfachbelastungen an einer Probenstelle konnte die Anzahl der Pulse und die Wiederholungsfrequenz am Netzteil einprogrammiert werden (siehe Kapitel 4.5.)

Die Leistungsdichte wurde mit Hilfe der Kaustik (siehe Abb. 10) ermittelt. Die in dieser Arbeit interessierende Größe, die von der Werkstoffoberfläche absorbierte Leistungsdichte Φ_{abs} konnte aus folgenden Messungen des gesamtreflektierten Lichtanteils in Luft abgeleitet werden.

3.5. Messung des Reflexionsvermögens

Reflexionsmessungen wurden an allen Proben in Luft durchgeführt. Die von einer in senkrechter Inzidenz beleuchtete Oberfläche reflektiert einen direkten Anteil und einen diffusen Anteil. Der direkte Anteil wird senkrecht zur Oberfläche, der diffuse Anteil wird in einem großen Raumwinkel abgestrahlt. In dieser Arbeit wird die Gesamtreflexion, d.h. die Summe aus beiden Anteilen ermittelt. Dazu werden zwei Meßsysteme verwendet

- Spektralphotometer
- Integrationskugel /47/

Mit beiden Systemen können durch Vergleichsverfahren /48/ der Reflexionsvermögen der Werkstoffe ermittelt werden. Mit dem Spektralphotometer wird das optische Reflexionsverhalten für verschiedene Lichtwellenlängen gemessen. Die Messungen des Reflexionsvermögens in Abhängigkeit der Leistungsdichte werden in dieser Arbeit mit der Ulbrichtschen Kugel durchgeführt.

Kernstück ist die Ulbrichtsche Kugel /49/, Kugeldurchmesser 110mm, deren Innenwand mit einer Bariumsulfat-Schicht (SPEKTRALON der Firma Labsphere, Inc.) bedampft ist. Diese Schicht besitzt einen Reflexionsvermögen von $R=0.994$ bei einer Wellenlänge von 1064 nm /50/ und verleiht der Kugellinnenwand deshalb eine nahezu ideal diffus-reflektierende Oberfläche. Damit hat man die Möglichkeit, das gesamtreflektierte Licht von einer in der Kugel beleuchteten Probe aufzufangen.

Die Meßapparatur zeigt Abb. 13. Die Ulbrichtsche Kugel besitzt drei Öffnungen (Durchmesser jeweils 25.4mm): für den Strahleintritt, für den Probenhalter und zur Aufnahme des Filters und einer Fotodiode. Der Probenhalter wird mit der Probe in die Kugel wie in Abb. 13 eingeführt. Durch die obere Öffnung wird die Probe belastet.

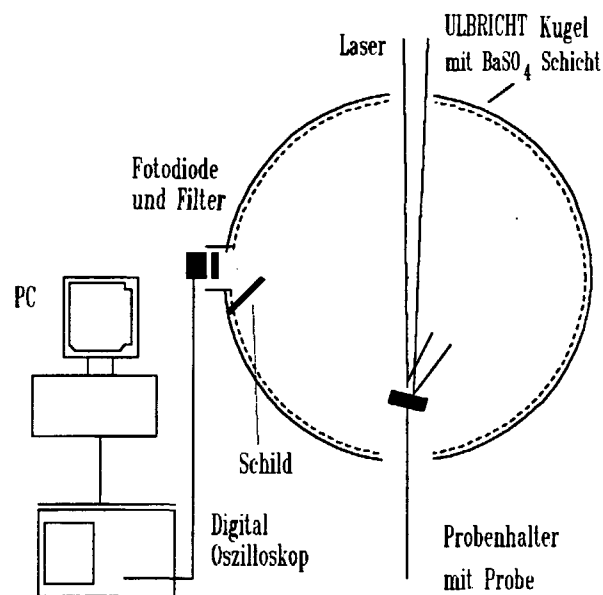


Abb. 13. Aufbau für die Reflexionsmessungen mit Ulbricht Kugel.

Die seitliche Öffnung nimmt eine Fotodiode zur Aufnahme des gesamtreflektierten Lichtes auf. Damit das Signal den Verstärker nicht übersteuert, wird es mittels eines Graufilters um 40 % abgeschwächt. Das Signal wird dann an einem Digitaloszilloskop (Gould 1604 mit IEEE480-Paralleler Schnittstelle und Waveform-Prozessor) zur Anzeige gebracht, integriert und mit einem PC zur Weiterverarbeitung gespeichert.

Der Probenhalter wird mit einer um wenige Grad geneigten Probenablage versehen, damit auch der direktreflektierte Anteil in der Kugel aufgefangen wird. Die Verzerrung des Strahldurchmessers durch diese Verkipfung liegt innerhalb des Fehlerbereichs der Strahlradiusbestimmung und wird deshalb vernachlässigt. Um eine Direktbestrahlung der Photodiode zu verhindern, liegt vor dem Detektor ein Schild aus BaSO₄.

Spektralphotometermessungen wurden zum Vergleich durchgeführt. Bei dieser Art Messung wird die Wellenlängenabhängigkeit der Reflexion einer Werkstoffoberfläche bei kleinen Intensitäten bestimmt. Ein Spektralphotometer, Lambda 9 1725X, der Firma Perkin-Elmer stand zur Verfügung. Der untersuchte Wellenlängenbereich umfaßt die gesamte Nah-Infrarot-Region von 800-2000 nm.

3.5.1. Die Meßprozedur

Der Reflexionsvermögen R ist als Quotient aus eingestahlter Energie E_0 ($\propto$ Intensität I_0) und reflektierter Energie E_R ($\propto$ refl. Intensität I_R) definiert.

$$R = \frac{I_R}{I_0} \quad [28]$$

Dabei versteht sich I_R als die gesamtreflektierte Intensität.

Für die Vergleichsmessungen wurde ein mit Diamantpaste (1 μ m) poliertes Kupferblech bestrahlt. Der spektrometrisch gemessene Reflexionsvermögen von der polierten Kupferprobe, siehe Anhang B, beträgt 0.96 bei der Wellenlänge 1064 μ m und wurde deshalb als Referenzmaterial verwendet. Versuche mit einem Silberspiegel zeigten ein Verdampfen der Silberschicht. Eine Bariumsulfat-Referenzprobe wurde auch bei geringen Belastungswerten durch Zersetzung beschädigt.

Ein Signal des von dem Kupferspiegel gesamtreflektierten Anteils des Laserstrahls wurde vom Oszilloskop aufgenommen und gespeichert. Für die Messung des Reflexionsvermögens der ausgesuchten Proben wurde der Cu-Spiegel durch die jeweilige Probe ausgetauscht. Alle Probenoberflächen wurden mindestens dreimal gemessen, um systematische Fehler einzuschränken.

Für die Messung bei unterschiedlicher Leistungsdichte wurde zunächst eine niedrige Strahlenergie verwendet ($E = 0.5 \text{ J}$). Anschließend wurde bei verschiedenen Defokussierungen das Reflexionsignal der Probe aufgenommen und gespeichert. Die Leistungsdichte wurde nur soweit durch Fokussierung erhöht, ohne die jeweilige stoffspezifische Verdampfungsschwelle zu überschreiten, um eine Kontamination der Kugelbeschichtung zu verhindern.

Bei dieser Vergleichsmethode werden die abgelesenen Reflexionswerte der Probe und die eines bekannten Materials verwendet. R ergibt sich dann aus dem Quotient dieser Werte multipliziert mit dem Reflexionsvermögen des bekannten Materials [48]. Demnach wurden die Reflexionswerte nach folgender Gleichung gemessen:

$$R = \frac{\int_0^{t_p} I_0 dt}{\int_0^{t_p} I_R dt} \cdot 0.96 \quad [29]$$

Die von dem Kupferspiegel und den Proben gespeicherten Signale wurden aufgerufen und mit einer im Oszilloskop eingebauten Integrationselektronik zeitlich von 0 bis t_p integriert. Zur Ermittlung des Reflexionsvermögens reichen nun lediglich die Werte aus der Integration vom Waveform-Prozessor.

Fehler bei der Messung mit Ulbrichtschen Kugeln können folgende Ursachen haben:

1. Intensitätsverluste durch die Kugelöffnungen
2. Messung des direktreflektierten Reflexionsanteils von der Probe
3. Reflexionsveränderungen an der Kugelbeschichtung
4. Integrationsfehler und systematische Fehler.

Bei den hier verwendeten Vergleichsmessung scheiden Fehler durch Intensitätsverluste an den Kugelöffnungen aus. Durch ein Schild vor der Photodiode können Fehler unter Punkt 2. ausgeschlossen werden. Fehler nach Punkt 3. konnten durch Vermeidung von Kontamination der Kugelbeschichtung unterdrückt werden. Insgesamt wird der Fehler auf 2 % durch Ungenauigkeiten bei der Integration und durch systematische Fehler geschätzt.

Der Reflexionsvermögen einer Probenoberfläche ist von mehreren Parametern zusätzlich bestimmt. Die Rauigkeit einer Oberfläche kann bei senkrechter Inzidenz einen Einfluß auf die Reflexion haben. Zum Beispiel zeigen Messungen an rauhen Metall-Oberflächen eine deutliche Erniedrigung des Reflexionsvermögens /51/. Hierbei spielt die Wellenlänge des Laserstrahls eine kritische Rolle. Liegen die Beträge des Rauigkeitsprofils in der Größenordnung der eingestrahlten Wellenlänge ($\lambda = 10,6\mu\text{m}$), so steigt die Absorption. Ein gebräuchliches Maß für die Rauigkeit ist der Mittenrauhwert m . Dabei versteht sich der Mittenrauhwert m als der arithmetische Mittelwert aller Beträge eines Rauigkeitsprofils innerhalb einer Gesamtmeßstrecke l .

Gemessene m -Werte aus Oberflächen-Profilmessungen ergeben Werte zwischen $1\mu\text{m}$ (Metalle), $0,5 - 4\mu\text{m}$ und über $10\mu\text{m}$ (Keramiken). Für Keramiken kann die Absorption daher von der Rauigkeit beeinflußt werden und sollte berücksichtigt werden.

3.6. Temperaturmessungen

3.6.1. Absorptionsbestimmung durch Temperaturmessung

Für die Quantifizierung der Schädigungsprozesse ist die Kenntnis des absorbierten Anteils der Strahlenergie bedeutend. Die Absorption kann experimentell indirekt durch die Bestimmung des Reflexionsvermögens und direkt durch die Temperaturerhöhung auf der Rückseite einer dünnen Probe bestimmt werden. -- Abbildungs-Id 'Kalori' unbekannt -- zeigt die dazu verwendete Vorrichtung. Die Probe befindet sich in einem Kalorimeter aus zwei Kupferblöcken. Die Temperatur wurde dabei mit einem Ni-NiCr intrinsischen Thermoelement gemessen /52/,/53/.

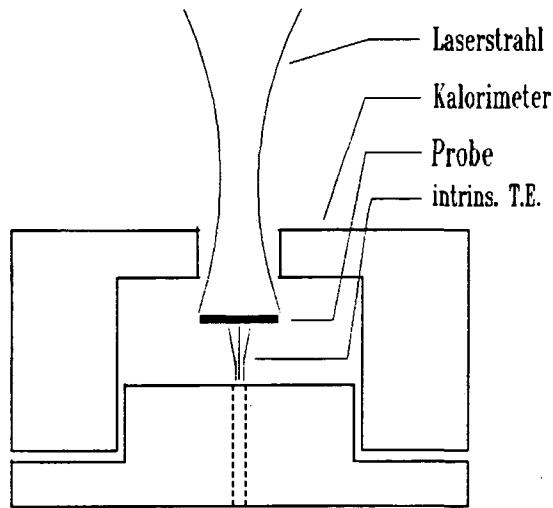


Abb. 14. Aufbau des Kalorimeters für die Temperaturmessung

Beim intrinsischen Thermoelement haben spitze Drahtenden zu der Materialoberfläche direkten Kontakt. Voraussetzung ist, daß eine gute elektrische Leitfähigkeit an den Kontaktstellen existiert. In manchen Fällen reicht eine dünne Graphitschicht aus. Es ist aber auch möglich, durch Anlegen einer Gleichspannung, insbesondere bei Keramiken, schlecht leitende Körner zu überbrücken. Der ohmsche Widerstand sollte dabei $50 \, \Omega$ nicht überschreiten. Die Empfindlichkeit des intrinsischen Thermoelements beträgt $\varepsilon = 0.041 \, \text{mV/K}$ /56/.

Das Kalorimeter ist aus Kupfer, damit bei diesen Messungen eine Gleichgewichtstemperatur mit der Umgebung gewährleistet ist. Zusätzlich sind die Innenwände geschwärzt, damit das von der Probe reflektierte Licht nicht von den Wänden an die Probe zurückreflektiert werden kann und dadurch das Meßergebnis verfälscht.

Das Thermospannungssignal wird mit einem rauscharmen Operations-Verstärker 1022-fach verstärkt und mit einem Digitaloszilloskop zeitaufgelöst aufgenommen.

Zur Beurteilung der Ansprechzeit des Thermoelements wird der Halb-Maximalwert herangezogen. Nach Erreichen dieses Wertes steht die Zeit $t_{1/2}$ in Zusammenhang mit der Dicke der Probe d und mit dem Diffusionskoeffizienten κ (siehe Gleichung [25]) nach der empirisch gefundenen Relation /54/,/55/

$$t_{1/2} = \frac{1.37 \times d^2}{\pi^2 \times \kappa} \quad [30]$$

Eine schnelle Temperaturanstieg wurde durch Verwendung des intrinsischen Thermoelements /52/ mit einer Ansprechzeit $\tau \simeq$ Größenordnung μs erreicht. Der errechnete Wert von $t_{1/2} = 3.2 \text{ ms}$ steht in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert $t_{1/2} = 3.6 \text{ ms}$ (siehe Abb. 15).

Die an der Rückseite gemessene relative Temperaturerhöhung kann durch folgende Umrechnung aus der gemessenen Thermospannung U_{Th} bestimmt werden:

$$\Delta T [K] = \frac{U_{Th}}{\varepsilon \times 1022} \quad [31]$$

Abb. 15 zeigt die aus dem Thermospannungssignal nach obiger Gleichung berechnete Temperatur bei der Messung mit einem intrinsischen Thermoelement für eine 1.3 mm dicke EK98-Probe.

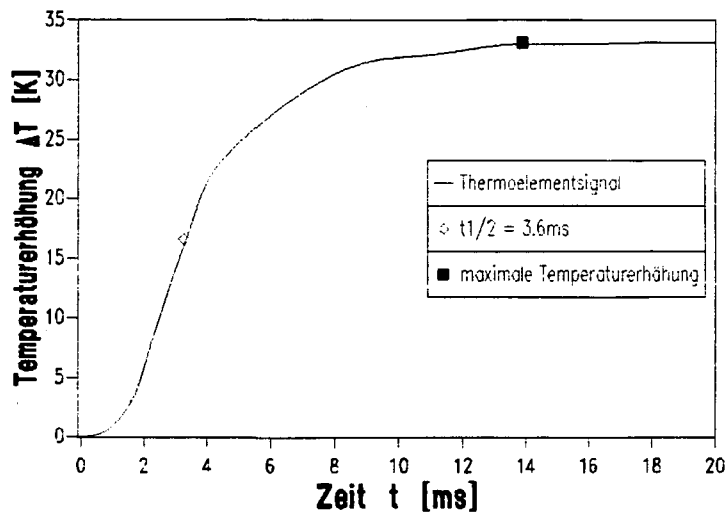


Abb. 15. Temperaturerhöhung auf der Rückseite einer EK 98-Probe mit einem intrinsischen Thermoelement

Die Bestimmung der absorbierten Wärmeenergie mit dieser Methode soll an einer Beispielsrechnung demonstriert werden: Die absorbierte Energie berechnet sich aus der Temperaturerhöhung $\Delta T = T_2 - T_1$ zu:

$$Q_{abs} = mc\Delta T \quad [32]$$

Aus Abb. 15 liest man $\Delta T = 33 \text{ K}$ ab. Somit ist

$$Q_{abs} = 4.4 \text{ J}$$

Mit

$$m = 0.19 \text{ g}$$

$$c = 0.9 \text{ J/g K}$$

$$\Delta T = 33.0 \text{ K}$$

Von der ankommenden 5 J ($= 5 \text{ kW } 1 \text{ ms}$) Laserenergie wird also etwa 90% absorbiert und in Wärme umgewandelt. Die direkte Bestimmung der Absorption aus Reflexionmessungen betragen für diese Graphitsorte etwa 92% (siehe Kapitel 4.2.3). Die absorbierte Energie von 90%, aus dieser indirekten Messung ist daher in gutem Einklang mit dem Ergebnis aus der Reflexionsmessung.

3.7. Belastungen unter Vakuum und unter Argon

Belastungen von Proben in Vakuum und Argongas konnten mit Hilfe einer speziellen Kammer ebenso unkompliziert durchgeführt werden wie Belastungen in Luft. Diese Kammer mit den Innenabmessungen $100 \text{ mm Durchmesser} \times 50 \text{ mm Höhe}$, hatte eine seitliche Durchführung zu einer Vakuumpumpe. Der erreichbare Druck konnte besser als $5 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ gehalten werden. Ein Eintrittsfenster aus Quarzglas (Firma Atos, Pfungstadt) befand sich auf der Oberseite zur Bestrahlung der Probe mit dem Laserstrahl.

Damit Verluste durch Absorption gering gehalten werden, hat das Fenster (6.35 mm Dicke , $25.4 \text{ mm Durchmesser}$) eine Antireflexschicht an der Strahleintrittsseite. Laut Hersteller beträgt die Transmission für die Wellenlänge des NdYAG-Lasers 99.3%.

3.8. Nachuntersuchungen

Die belasteten Proben wurden sowohl mit optischen Mikroskopen als auch mit einem Rasterelektronen-Mikroskop untersucht.

Bei einigen Proben wurden die Gewichtsverluste gemessen. Dazu war es notwendig, die Proben in einem Exsikkator trocken zu transportieren und mittels einer Feinwaage vor und nach der Belastung abzuwiegen.

4. ERGEBNISSE und DISKUSSION

4.1. Numerische Ergebnisse

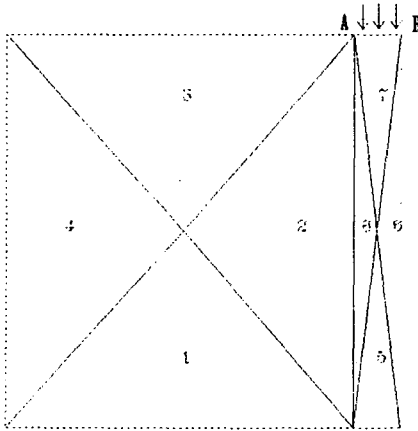
Die numerische Analyse des oben beschriebenen Wärmeflußproblems mit einem Laserstrahl (siehe Kapitel 2.3.) wurde mit dem Finite Elemente-Programm TWODEPEP /57/ behandelt. Mit diesem Programm kann die zweidimensionale Wärmeleitungsgleichung [10] gelöst werden. Die Lösung stellt ein Temperaturprofil in zwei Raumrichtungen dar. In dieser Arbeit wird das Temperaturprofil in r- und z-Richtung, d.h. über die Breite und Tiefe des Werkstoffkörpers, bestimmt. Der Vorteil von zweidimensionalen Berechnungen gegenüber eindimensionalen ist die Berücksichtigung der lateralen Wärmeausbreitung. Dieses ist in den hier vorliegenden Fällen besonders von Interesse, da die Belastungsfront, bestimmt durch die verwendeten Laserstrahldurchmesser, klein ist gegenüber der Werkstoffausdehnung.

Bei der zweidimensionalen, numerischen Analyse mit finiten Elementen werden die zwei räumlichen Ausdehnungen des zu untersuchenden Körpers angegeben und in endlich kleine Elemente unterteilt. In dem Programm TWODEPEP wird die Körperumrandung durch Angabe von X-Y-Koordinaten angegeben und durch grobe dreieckige Maschen unterteilt (siehe Abb. 16a)). In dieser Arbeit wurde eine kreisförmige Probe mit den Abmessungen 2cm Durchmesser und 1cm Dicke gewählt. Wegen der Kreissymmetrie ist es aber ausreichend, nur eine Hälfte d.h. den Radius $r_{\text{Probe}} = 1\text{cm}$ zu betrachten. Damit ist Abb. 5 in das hier interessierende zweidimensionale Wärmeproblem eingeführt.

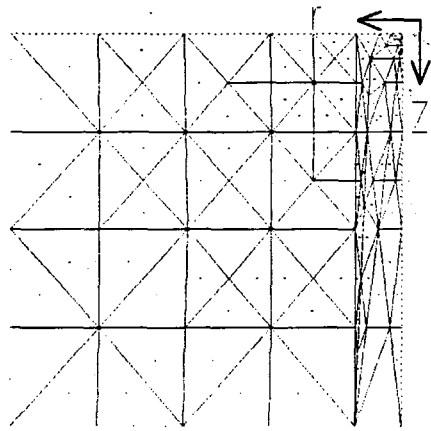
Der Strahlradius ist durch die Breite des Randstückes AB in Abb. 16a) gegeben. Ausgehend von einer multimode Strahlverteilung des verwendeten Laserstrahls (siehe Kapitel 3.3.6.) wird trotzdem eine annähernd homogene Wärmebelastung (in MW/m²) an dieser Stelle angenommen. Folgende Randbedingungen werden in TWODEPEP eingebunden:

- Umgebungstemperatur an allen freien Flächen $T_0 = 20^\circ\text{C}$
- Schmelzen kann mittels eines Unterprogramms als Funktion der Temperatur miteinbezogen werden. Die Bewegung der Phasengrenze kann mitgerechnet werden.
- Sublimation und Zersetzung können nicht von TWODEPEP behandelt werden. Die Bewegung der Phasengrenze durch Materialverlust - und damit Reduzierung der Anzahl der Elemente - ist daher nicht möglich. Die Temperatur vor dem Erreichen der jeweiligen Zersetzungs- bzw. Sublimationstemperatur ist aber dennoch ausreichend.

Durch Vorgabe der Anzahl und Dichte der dreieckigen Elemente wird die endgültige Unterteilung vom Programm selbst bestimmt (siehe Abb. 16b).



a) Definition der groben Maschen-Triangulierung für TWODEPEP



b) Definition der endgültigen Maschen für eine Probenscheibe

Abb. 16. Verteilung der finiten Elemente bei den numerischen Berechnungen

Die allgemeine Form der partiellen Differentialgleichung für TWODEPEP lautet:

$$C1 \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) OXX + \left(\frac{\partial}{\partial y} \right) OXY + F1 \quad [33]$$

Diese Gleichung wird an Gleichung [9], mit nur zwei Differentialtermen für x und y angepaßt, wobei jeweils $C1$, OXX und OXY Funktionen der Raumvariablen x, y , der Temperatur T und der Zeit t in der Form f sein können.

$$f = f(x, y, T, t)$$

In dem hier verwendeten Wärmemodell (siehe Kapitel 2.3.) wird die Raumkoordinate x als Radius r einer Werkstoffscheibe r und y als Tiefe z in der Scheibe definiert. Die Funktionen $c(T)$, $\rho(T)$, $\lambda(T)$, usw. können als Subroutinen im Programm eingegeben werden.

Um die hier interessierenden Kurven für die Belastungsgrenzen zu ermitteln, wird das in der Probe entstehende Temperaturprofil aus folgenden Parametern berechnet.

- absorbierte Leistungsdichte $\Phi_{\text{abs}} = \Phi(1-R)$
- Pulslänge t_p
- Strahlradius r
- Temperaturabhängigkeit der physikalischen Eigenschaften

Die aus Berechnungen gewonnenen Temperaturprofile nach Absorption der in Wärme umgeformten Laserenergie (Laser-Pulszeiten: $t_p = 1\text{ms}$, 2ms und 5ms) werden am Beispiel für INCONEL 600 (Abb. 17) und für Siliziumcarbid (Abb. 18) gezeigt.

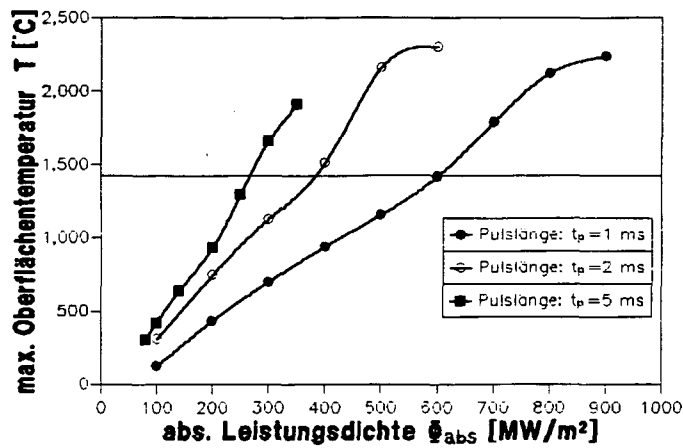


Abb. 17. Berechnete maximale Oberflächentemperatur für INCONEL 600: in Abhängigkeit des absorbierten Wärmeflusses für die Pulszeiten $t_p = 1, 2$, und 5 ms.

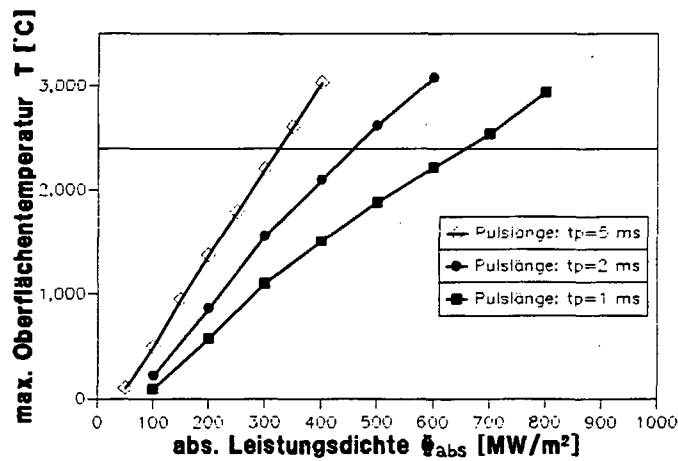


Abb. 18. Berechnete maximale Oberflächentemperatur für SiC-HD: für die Pulslängen $t_p = 1, 2$ und 5 ms bei Erhöhung der absorbierten Leistungsdichte.

Die Belastungsgrenze ist jeweils erreicht, wenn die errechnete Kurve der Oberflächentemperatur die eingezeichnete Schmelztemperaturlinie bei $T_m = 1420^\circ\text{C}$ (INCONEL 600) bzw. die Zersetzungstemperaturlinie $T_m = 2400^\circ\text{C}$ (SiC) jeweils schneidet. Trägt man die aus den Schnittpunkten erhaltenen Werte für Φ_{abs} für

unterschiedliche Pulsdauer auf, so erhält man eine Belastungskurve, wie sie in Abb. 19 gezeigt wird. In dieser Abbildung ist zusätzlich der Temperatureinfluß von thermophysikalischen Daten ersichtlich. Konstante Koeffizienten aus Tab. 4 ergeben eine Belastungskurve, die um 30% von der Belastungskurve aus temperaturabhängigen Daten nach oben abweicht.

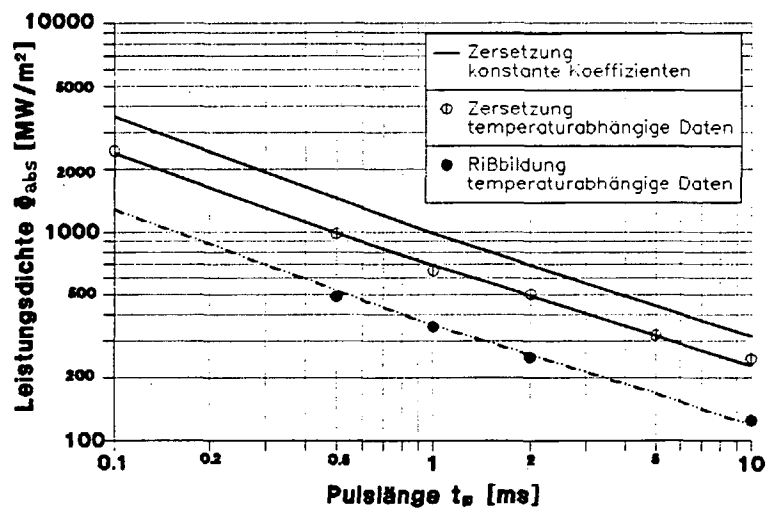


Abb. 19. Berechnete Belastungskurven für das Eintreten von Zersetzung beim SiC: Die obere Kurve zeigt die Belastungsgrenze für Zersetzung aus konstanten Raumtemperatur-Daten, die unteren Kurven die Belastungsgrenzen für Zersetzung und Rißbildung aus temperaturabhängigen Daten.

4.2. Verhalten von Kandidatenwerkstoffen unter hoher Laserbelastung bei verschiedenen Leistungsdichten

In den folgenden Abschnitten werden die Beobachtungen der Oberflächenschäden an Werkstoffen nach Laser-Belastung verschiedener Leistungsdichte und Pulsdauer in Luft beschrieben. Die daraus ermittelten Belastungsgrenzen bezüglich der absorbierten Leistungsdichte werden mit berechneten Belastungsschwellwerten (siehe Kapitel 4.1.) verglichen. Die an der Werkstoffoberfläche absorbierte Leistungsdichte ist von dem Reflexionsvermögens abhängig. Die Ergebnisse der Reflexionsmessungen werden deshalb bei allen untersuchten Materialien vorangestellt.

Die Ergebnisse werden nach folgenden Werkstoffgruppen unterteilt:

- metallische Werkstoffe

INCONEL 600, CRONIFER 18 10

- keramische Werkstoffe

Nitride

Aluminiumnitrid und Siliziumnitrid (HPSN)

Carbide

Heißgepreßtes Siliziumcarbid (HPSiC),

Siliziumcarbid + 2%Aluminiumnitrid

und Silizium infiltriertes Siliziumcarbid (SiSiC)

- Graphite

Feinkorngraphite

EK 98, AXF 5Q

Kohlenfaserverstärkter Kohlenstoff (CFC)

Sigri (2-direktionales CFC), FMI 3-3-3-3 (4-direktionales CFC)

Pyrolytischer Graphit

PYROID

Coat-Mix Material (CMM)

Borcarbidhaltiges CMM

- beschichtete Werkstoffe

Molybdän mit Titancarbid-Beschichtung

EK 98 mit Borcarbid-Beschichtung

Es erweist sich als zweckmäßig, zur Orientierung zunächst die Beobachtungen an Metallen zu beschreiben.

4.2.1. Metallische Werkstoffe

Die Untersuchung an Metallen, insbesondere an Edelstählen, ist bei vielen Teilchen- und Energiestahlversuchen ein vielverwendetes Testmaterial. In dieser Arbeit galten deshalb die ersten Belastungstests den Stählen INCONEL 600 (2.4816) und CRONIFER 18 10 (1.4311) als Übersichtsversuche. INCONEL 600 und CRONIFER 18 10 sind hochtemperatur- und korrosionsbeständige Legierungen auf Nickel- bzw. Eisenbasis, die bereits ihren Einsatz als Wandmaterial in Tokamak-Anlagen finden. Die Legierungen behalten eine gute Festigkeit bei Temperaturen bis 1150 °C und widerstehen Korrosion unter sau-

erstoff-, stickstoff- und kohlenstoffhaltigen Atmosphären. Die Zusammensetzungen sind in Tab. 6 wiedergegeben.

Werkstoff	Fe	Ni	Cr	C	Si	Mn	N	Cu
INCONEL 600	8.0	Rest	15.5	0.15	0.5 max	1.0	-	0.5 max
CRONIFER 18 10	Rest	10.0	18	0.03	1.0	2.0	0.2	-

Tab. 6. Mittlere chemische Zusammensetzung (in Massen%) der untersuchten Legierungen

Die spektrale Reflexion von INCONEL und CRONIFER zeigt bei der NdYAG-Laser Wellenlänge von 1064 nm einen Reflexionsvermögen von 0.53 bzw. 0.55 (siehe Anhang B). Bei der spektralen Reflexionsmessung wird mit sehr niedrigen Lichtintensitäten gemessen. Wie in Kapitel 2.1. bereits erwähnt, führen hohe Lichtintensitäten bei Metallen zu Veränderungen der optischen und thermischen Materialeigenschaften.

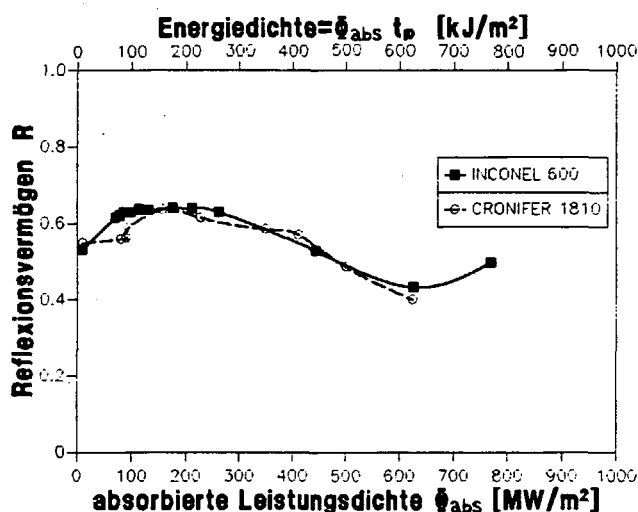


Abb. 20. Reflexionsvermögen R von IN 600 und CRON 18 10 bei $t_p = 1$ ms: Für höhere absorbierte Belastungswerte nimmt R ab. Jeder Meßpunkt entspricht einer zuvor unbelasteten Stelle auf der Probe.

Abb. 20 zeigt die Ergebnisse von Reflexionsmessungen an den beiden Stahllegierungen bei stetiger Erhöhung der Intensität. Dabei wurde so vorgegangen, daß für jede neue Einstellung der Defokussierung eine unbelastete Stelle auf der Probe ausgesucht wurde. Bei niedrigen Belastungen zeigen die Ulbricht-

Kugel-Messungen höhere Reflexionswerte als bei der Spektrometermessung. Repräsentativ für andere Pulslängen zeigen die Messungen bei $t_p = 1\text{ms}$ ein nahezu konstantes Reflexionsverhalten ($R=0.62$) bis zu 300 MW/m^2 . Bis zum Eintreten des Schmelzens bei etwa 600 MW/m^2 findet bei beiden Stählen eine deutliche Absorptionszunahme statt. Dabei nimmt der Reflexionsvermögen um 25% ab. Übereinstimmend zeigen Messungen an Cu und Al /58/ Abnahmen von 21-24%. Dieses Verhalten wird durch die Erhöhung der Phononen-Anzahl und die damit verbundene Elektron-Phonon-Stoßfrequenz bei steigender Oberflächentemperatur erklärt /59/. Bei vorhandener Schmelze muß aber der Reflexionsvermögen wieder ansteigen /28/, /81/, /82/. Anhand einer Einzelmessung bei einer Belastung oberhalb der Schmelzgrenze von INCONEL 600 konnte tendenzmäßig ein Reflexionsanstieg festgestellt werden.

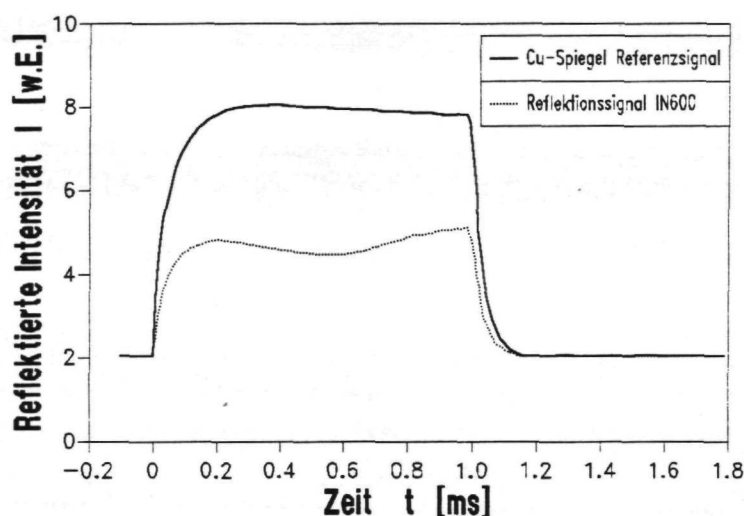


Abb. 21. Zeitaufgelöstes Diodensignal mit Andeutung von Auftreten des Schmelzvorganges bei INCONEL 600: $\Phi_0 = 1420\text{ MW/m}^2$, $R = 0.49$, $t_p = 1\text{ms}$

Abb. 21 zeigt die gemessenen Fotodiodensignale des reflektierten Anteils von der Oberfläche des Kupferspiegels als Referenz und der Oberfläche der INCONEL 600-Probe. Der Reflexionsvermögen von Kupfer bei der Wellenlänge 1064nm liegt oberhalb 95%. Wegen des hohen Reflexionsverlusts zeigt Cu auch bei der Belastung von $\Phi_0 = 1420\text{ MW/m}^2$ kein Anzeichen von Schädigung beispielsweise

durch Schmelzen. Bei INCONEL 600 tritt dagegen Schmelzen ein. Andeutungsweise ist die Erhöhung der Reflexionsvermögens durch ein Ansteigen des Meßsignals nach 0.6ms erkennbar. Die ermittelten Reflexionswerte für $t_p = 1 \text{ ms}$ lassen sich für andere Pulsdauern durch die angegebene Energieskala in Abb. 20 übertragen. Beobachtete Schäden bei Einzelpulsbelastungen in Luft lassen sich wie folgt beschreiben:

- Schmelzen,
- Schmelzen und Rißbildung durch plastische Verformung und
- Abtragung der Oberfläche durch Schmelzausstoß und Verdampfung.

CRONIFER 18 10 zeigte gegenüber INCONEL 600 keine grundsätzlichen Unterschiede. Risse traten erst nach Einsetzen des Schmelzens vermutlich als Folge der dadurch verursachten plastischen Verformung im Schmelzgebiet auf.

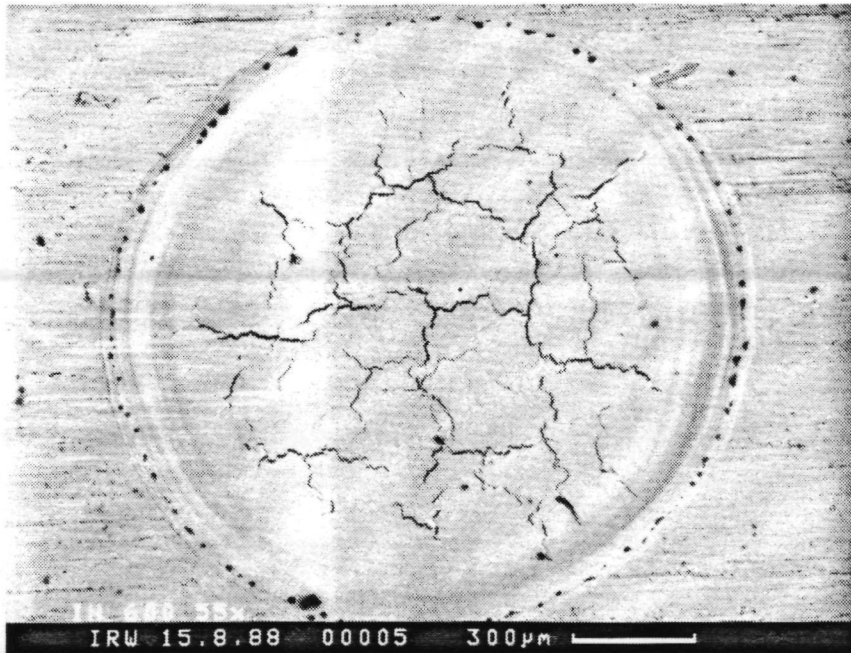


Abb. 22. Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von der Aufschmelzzone an der Oberfläche einer INCONEL 600-Probe:

absorbierte Leistungsdichte	$\Phi_{\text{abs}} = 800 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	$t_p = 1 \text{ ms}$
Reflexionsvermögen	$R = 0.49$
Strahlradius	$r_{\text{Strahl}} = 1.5 \text{ mm}$

Abb. 22 zeigt eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von der Oberfläche einer INCONEL 600-Probe oberhalb der Belastungsgrenze für Schmelzen. Der Laserstrahl mit einem Radius von 1.65mm hat eine mittlere Leistungsdichte von

1420 MW/m² bei $t_p = 1$ ms. Reflexionsmessungen ergeben hierbei einen Wert von $R = 0.44$.

Unter diesen Bedingungen wird an der Oberfläche $\Phi_{\text{abs}} = 800$ MW/m² absorbiert. Hieraus läßt sich mit dem Wärmeflußparameter $\Phi_{\text{abs}} \sqrt{t_p} = 21$ MW/m²√s ein Belastungsgrenzwert für Schmelzen angeben. Aus der numerischen Analyse geht ein Wert von $\Phi_{\text{abs}} \sqrt{t_p} = 19$ MW/m²√s hervor. Abb. 23 gibt die anhand solcher Beobachtungen ermittelte Belastungsgrenze für Schmelzen bei INCONEL 600 in Abhängigkeit von der absorbierten Leistungsdichte und der Pulsdauer. Die berechnete Grenze unter Berücksichtigung der temperaturabhängigen thermophysikalischen Größen (siehe Kapitel 4.1.) für das Auftreten von Schmelzen bei $T_{\text{Schm}} = 1700$ K wird durch die durchgezogene Linie dargestellt.

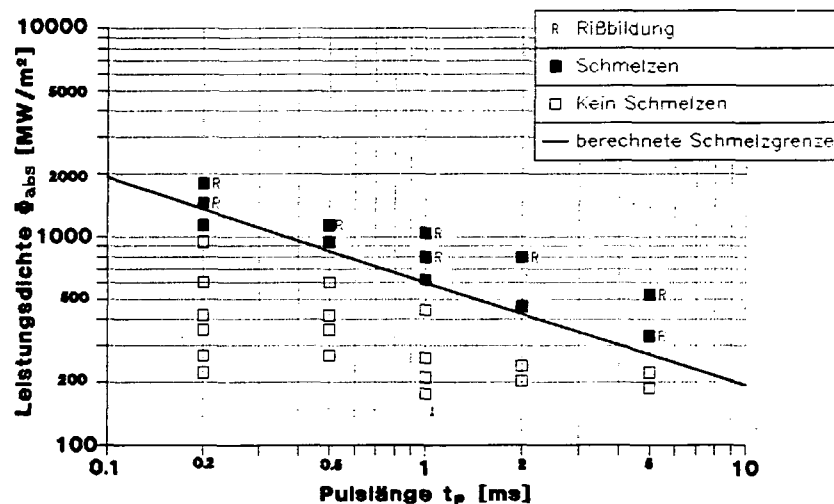


Abb. 23. INCONEL 600 - Belastungsgrenze für Schmelzen.: Vergleich aus den experimentellen Beobachtungen und aus der Rechnung

An Proben, die hohen Belastungen ausgesetzt waren, zeigten sich in den Schmelzzonen Risse. Die Bestrahlungsparameter wurden dabei so gewählt, daß die Belastungsgrenze für Schmelzen überschritten wurde. Im allgemeinen beobachtet man bei kürzeren Pulszeiten, daß die Schmelzgrenze bei niedrigeren Werten der absorbierten Leistungsdichte eintritt als die berechnete Belastung erwarten läßt. Diese Unterschiede in der Belastungskurve bei $t_p < 0.5$ ms können

dem Strahlprofil bei diesen Zeiten zugeordnet werden. Hierbei machen sich die hohen Intensitätsspitzen im Zentrum des Strahls bei der Beurteilung der Schmelzgrenze negativ bemerkbar, da die Strahlverteilung nicht mehr als homogen betrachtet werden kann (siehe Kapitel 3.3.4.b).

Weitere Beobachtungen an beschädigten Zonen oberhalb der Belastungsgrenze für Schmelzen lassen sich wie folgt beschreiben.

- Die wiedererstartete Schmelzzone hat eine zellulare bis dendritische Struktur (siehe Abb. 24). Die Abstände zwischen Zellen und einzelnen Dendriten betragen etwa $2\mu\text{m}$ und $1\text{-}3\mu\text{m}$. Wie aus Schmelzexperimenten [60, 114] an ähnlichen Metallen mit Lasern hervorgeht, können hierfür Abkühlraten von 10^4 und 10^7 K/s angenommen werden. Eine Finite Element-Berechnung ergibt eine Abkühlungsrate von $9 \cdot 10^5$ K/s an der Oberfläche einer INCONEL 600-Probe (siehe Abb. 25), bei der dendritisches Wachstum stattfand. Risse treten vereinzelt in der Schädigungszone dieser Probe auf.
- Schmelzausstoß und Plasmabildung treten vor allem bei längeren Pulszeiten ($> 1\text{ms}$) und hohen Leistungsdichten auf. Dabei bilden sich kraterförmige Vertiefungen. Risse und Dendritenbildung bleiben aus. Die beobachtete Schwelle für Plasmabildung liegt bei $\Phi\sqrt{t_p} = 30 \text{ MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$

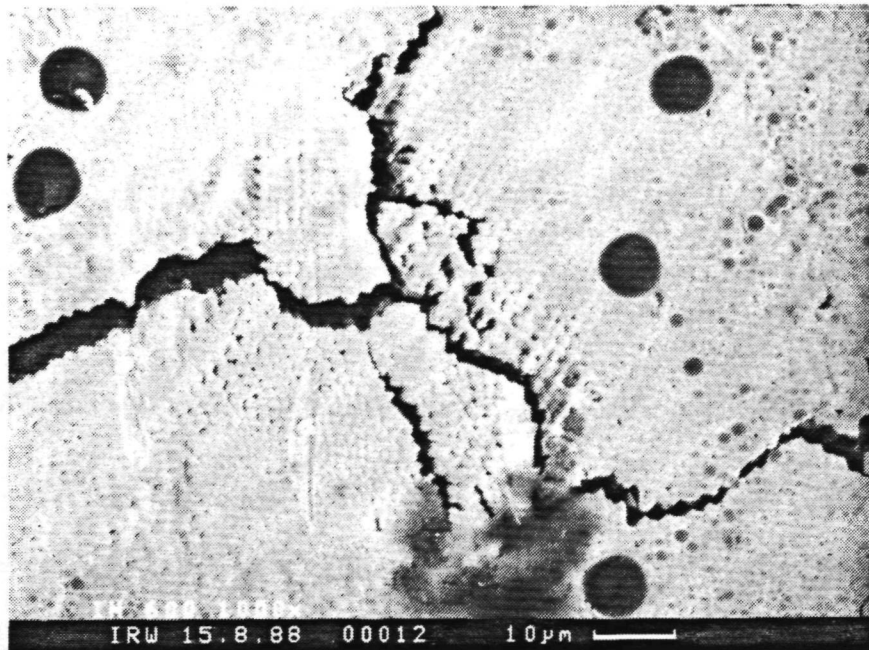


Abb. 24. Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme: Dendriten und zellulare Struktur in der Aufschmelzzone der Oberfläche einer INCONEL 600-Probe.

absorbierte Leistungsdichte	$\Phi_{\text{abs}} = 600 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	$t_p = 1 \text{ ms}$,
Reflexionsvermögen	$R = 0.43$
Strahlradius	$r_{\text{Strahl}} = 1.5 \text{ mm}$

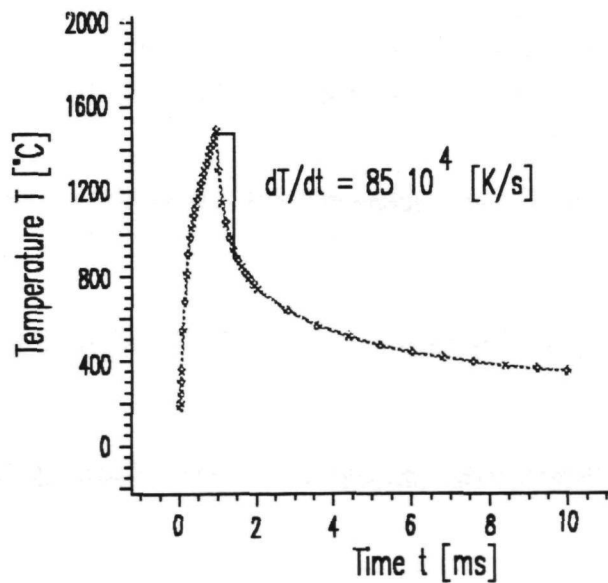


Abb. 25. INCONEL 600 - Berechnete Temperatur an der Oberfläche: Parameter aus Abb. 24

4.2.2. Keramiken

a. Aluminiumnitrid und Siliziumnitrid

Die spektrometrischen Reflexionsmessungen ergaben Werte von $R=0.35$ für Siliziumnitrid und $R=0.16$ für Aluminiumnitrid. Insgesamt zeigten diese Messungen, gegenüber Ulbricht-Kugel-Messungen bei niedrigen Belastungswerten, höhere Reflexionsvermögens.

Bei hohen Wärmelasten zeigen die zwei untersuchten Nitride bezüglich ihrer Reflexionseigenschaften unterschiedliches Verhalten (siehe Abb. 26). Das hier verwendete heißgepresste Siliziumnitrid mit α - und β -Phasenanteile von 80% bzw. 20 % zeigte bereits unter niedrigsten Belastungen ($\Phi\sqrt{t_p} = 9 \text{ MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$) chemische Zersetzung, so daß Reflexionsmessungen bei höheren Belastungen als 300 kJ/m^2 ohne Verdreckung der Ulbricht-Kugel durch verdampftes Material nicht möglich waren. Dagegen ist bei Aluminiumnitrid ein annähernd konstantes Verhalten ($R=0.11$) festgestellt worden.

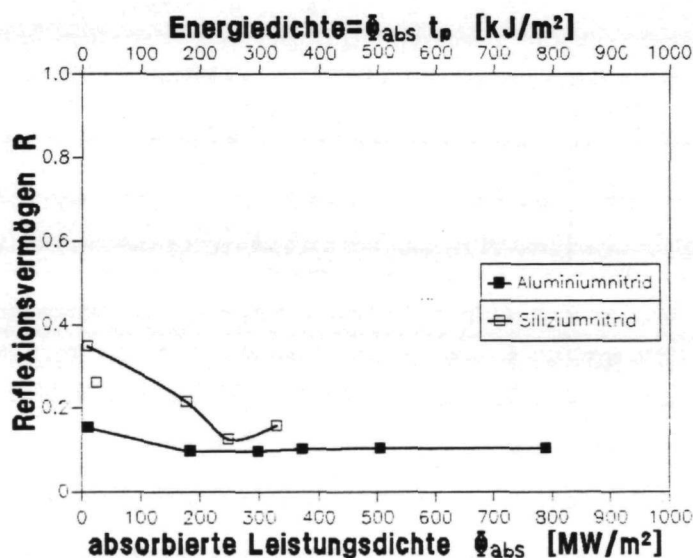
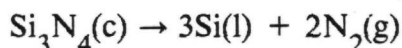


Abb. 26. Aluminium- und Siliziumnitridwerkstoffe: Änderung des Reflexionsvermögens bei Erhöhung der Belastung

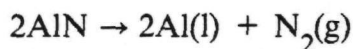
Insgesamt zeigte sich folgendes Schädigungsverhalten unter hohen Laserbelastungen:

- Rißbildung
- Zersetzung, feststellbar durch Redeposition von Silizium beziehungsweise Aluminium an der Oberfläche.

Da Zersetzung und Rißbildungsschädigung meist zusammen auftraten, war eine genaue Auflösung der einzelnen Schädigungsschwellwerte nicht möglich. Die Zersetzung in Vakuum verläuft für die Nitride nach folgenden Gleichgewichtsreaktionen:



und



Für diese Reaktionen wird die Gibbs'sche freie Enthalpie, ΔG^0 (in cal) in [61] angegeben:

$$\Delta G_{\text{Si}_3\text{N}_4}^0 = 209000 - 96.8T$$

und

$$\Delta G_{\text{AlN}}^0 = 154000 - 44.5T \quad [34]$$

Über der Gleichgewichtskonstante K_p , definiert durch:

$$K_p = \exp\left(-\frac{\Delta G^0}{R_m T}\right) = p_{\text{N}_2}^x \quad [35]$$

kann der jeweilige Stickstoff-Partialdruck $p_{\text{N}_2}^x$ bestimmt werden. Dabei ist R_m die allgemeine Gaskonstante ($R_m = 8.3143 \text{ J/mol K}$) und x die Anzahl der Stickstoff-Moleküle aus der jeweiligen Reaktion. Dann gilt für Siliziumnitrid:

$$\log(p_{\text{N}_2}) = 10.58 - 22847 \frac{1}{T}$$

und für Aluminiumnitrid:

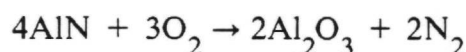
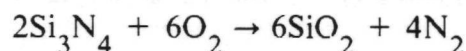
$$\log(p_{\text{N}_2}) = 9.73 - 33669 \frac{1}{T}$$

In Luft muß der Partialdruck von etwa $p_{N_2} = 1 \text{ bar}$ überwunden werden. Die Zersetzungstemperatur in Luft kann daher abgeschätzt werden, indem man die Temperatur bestimmt, bei der der Partialdruck den Wert $p = 2 \text{ bar}$ erreicht. Aus der Auftragung von $\log p_{N_2} = f(1/T)$ entnimmt man für

- Siliziumnitrid: $T = 2223 \text{ K} = 1949^\circ\text{C}$

- Aluminiumnitrid: $T = 3570 \text{ K} = 3296^\circ\text{C}$

Möglich sind auch Reaktionen mit dem Sauerstoff der Luft zu passiven Oxid-Schichten nach folgenden Reaktionen:



Doch gehen aus den Rechnungen hervor, daß diese Schichten erst bei sehr hohen Temperaturen entstehen können, bei denen die Oxid-Schichten bereits geschmolzen vorliegen würden. Außerdem können Gleichgewichtsreaktionen bei den hier vorliegenden kurzen Belastungszeiten nicht erreicht werden.

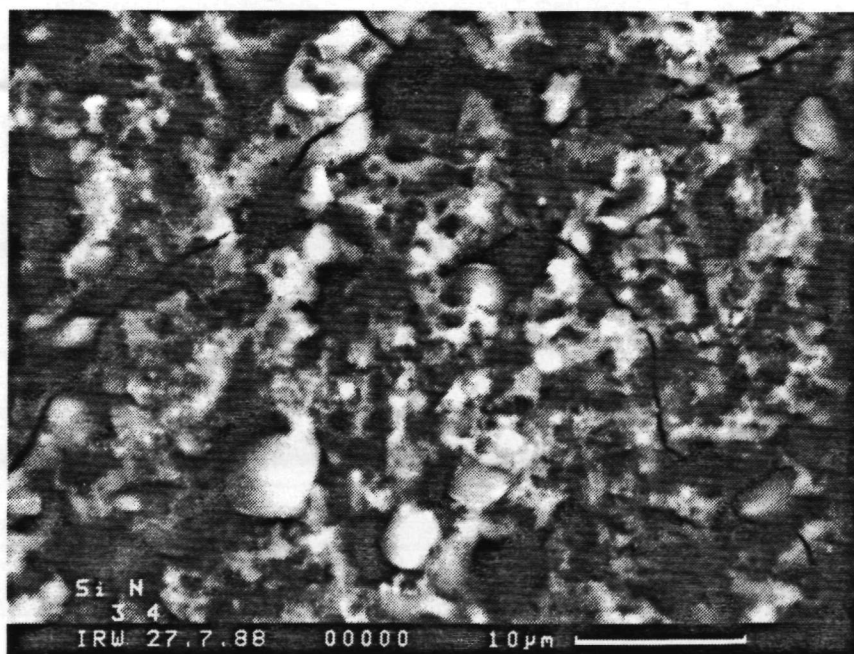


Abb. 27. Spannungsrisse und Silizium-Schmelztropfen an der Oberfläche einer Siliziumnitridprobe:

absorbierte Leistungsdichte	Φ	$= 620 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	t_p	$= 1 \text{ ms}$
Reflexionsvermögen	R	> 0.2
Strahlradius	r_{Strahl}	$= 1.7 \text{ mm}$

Abb. 27 zeigt die REM-Aufnahme einer belasteten Siliziumnitrid-Probe mit Anzeichen von chemischer Zersetzung (erstarrte Schmelztropfen von freiem Silizium) und starker Rißbildung.

Abb. 28 zeigt die in dieser Arbeit experimentell beobachteten Belastungswerte für Zersetzung und Rißbildung bei Si_3N_4 . Das Eintreten von Zersetzung wurde durch das Erscheinen von Siliziumtropfen beobachtet. Die Größe der Tropfen liegt im Bereich μm . Ein direkter Zusammenhang von Tropfengröße und absorbiert Leistungsdichte konnte nicht festgestellt werden. Die Grenze für Rißbildung ist für die berechneten Spannungen nach berschreiten der Bruchfestigkeit $\sigma_c = 600 \text{ MPa}$ angenommen worden.

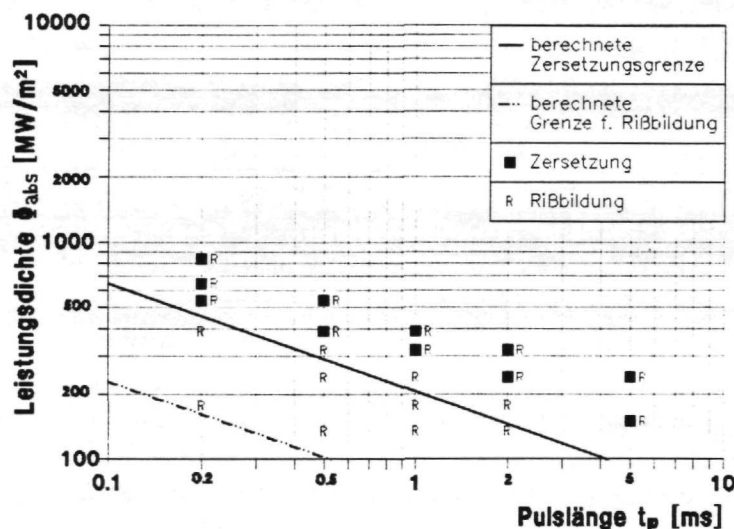


Abb. 28. Siliziumnitrid, Belastungsgrenzen für Zersetzung und Rißbildung: Vergleich Rechnung- Experiment.

Insgesamt erhält man für die beobachtete Zersetzungsgrenze einen Belastungsgrenzwert von $\Phi\sqrt{t_p} = 9.4 \text{ MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$ und aus der numerischen Analyse $\Phi\sqrt{t_p} = 6.5 \text{ MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$. Fehler bei der experimentellen Bestimmung der Zersetzungsgrenze sind auf 20% abgeschätzt worden. Fehler zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen können zusätzlich durch falsche Inputdaten in die

Theorie erklärt werden. Gefügedaten wie Poren-, α - und β -Anteile stellen eine weitere Fehlerquelle dar.

Das in dieser Arbeit verwendete Aluminiumnitrid-Material neigte, ähnlich wie bei Si_3N_4 , zu Rißbildung und Zersetzung. Abb. 29 zeigt die REM-Aufnahme einer belasteten Aluminiumnitrid-Probe. Auch hier wurde das Einsetzen von Zersetzung durch das Aufkommen von metallisch glänzenden Aluminiumtropfen kontrolliert.

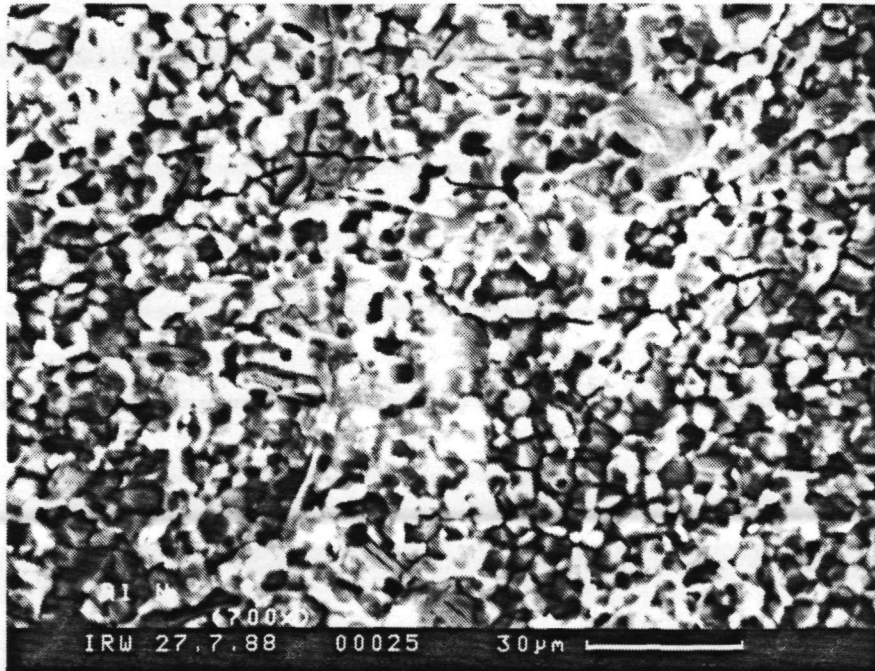


Abb. 29. Spannungsrisse und Aluminium-Schmelztropfen an der Oberfläche einer Aluminiumnitridprobe:

absorbierte Leistungsdichte	Φ	= 620MW/m ²
Pulsdauer	t_p	= 1ms
Reflexionsvermögen	R	= 0.11
Strahlradius	r_{Strahl}	= 2.2mm

Die für das Aluminiumnitrid angegebene Wärmeleitfähigkeit aus Herstellerdaten scheint für die verwendeten Proben zu hoch gelegen. Erst eine um 30% reduzierte Wärmeleitfähigkeit ergibt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen. Experimentell wurde ein Wert für den Belastungsgrenzwert für Zersetzung bei $\Phi_{\text{abs}} \sqrt{t_p} = 15\text{-}17\text{MW/m}^2 \sqrt{\text{s}}$ aus Abb. 30 errechnet.

Die Grenze für Rißbildung liegt aufgrund von Spannungsberechnungen bei $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t} = 17.3\text{MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$. Sie wird durch das Überschreiten der Bruchfestigkeit bei $\sigma_c = 400\text{ MPa}$ ermittelt.

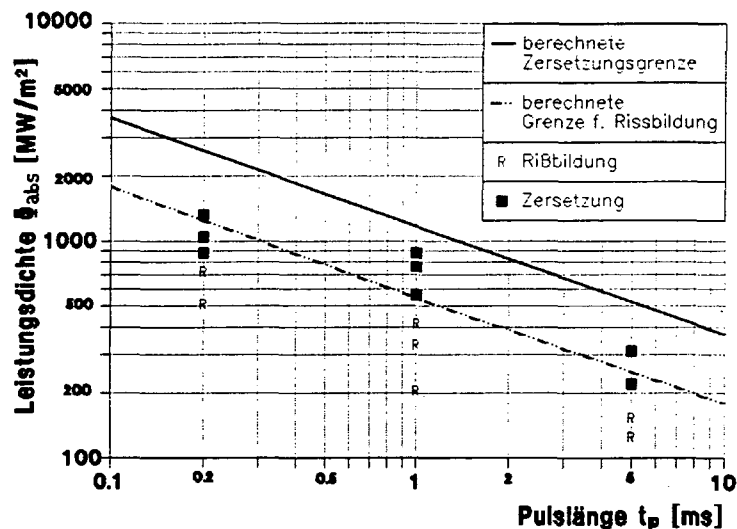


Abb. 30. Aluminiumnitrid AlN. Belastungsgrenzen für Zersetzung und Rißbildung: Vergleich Rechnung- Experiment.

Oberhalb der Zersetzungsgrenze zeigen sowohl Silizium- als auch Aluminiumnitrid starken Materialverlust, durch Verdampfung, und Plasmabildung, durch Ionisation des verdampfenden Materials. Bei sehr hohen Leistungsdichten schlagen sich am Kraterrand bei beiden Materialien glasartige Schichten nieder, infolge chemischer Reaktionen von Si und Al mit der Umgebung (Bildung von Oxiden und zu schnelle Erstarrung).

Bezüglich des Thermoschock-Widerstandes bei Siliziumnitrid können sich hauptsächlich folgende Mikrostruktureffekte auf die Wärmeleitfähigkeit und Bruchzähigkeit auswirken /62/:

- der Anteil der β -Phase begünstigt die Wärmeleitfähigkeit λ und die Bruchzähigkeit σ_f
- ebenso haben Sinterhilfen wie z.B. MgO eine positive Auswirkung auf die Wärmeleitfähigkeit durch Bildung einer Glasphase. Diese liegen jedoch bei dem hier verwendeten Material nicht vor.

Die Auswirkung dieser mikrostrukturellen Effekte wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht.

Bei Aluminiumnitrid haben Porositätseffekte den ausschlaggebenden Einfluß auf das Thermoschock-Verhalten /63/. Bis zu 10 vol.% ändert sich die Bruchfestigkeit $\sigma_c = 350\text{MPa}$ kaum. Sie nimmt aber bei 15 vol.% Porosität bereits auf 43% ab; bei 20vol.% erreicht die Bruchzähigkeit einen Wert von $\sigma_f = 130\text{MPa}$. Die Porosität zeigt damit einen deutlichen Einfluß auf die Wärmeleitfähigkeit, da durch eingeschlossene Poren die Wärmeleitung im allgemeinen herabgesetzt wird /63/.

b. Siliziumcarbide

Das Reflexionsverhalten der hier untersuchten Siliziumcarbide ist in Abb. 31 dargestellt. Hochdichtes α -Siliziumcarbid und Siliziumcarbid mit 2% Aluminiumnitrid zeigen ein etwa gleiches konstantes Reflexionsverhalten bis zu 600 kJ/m^2 . Bei dem zugehörigen Wert für die absorbierte Leistungsdichte rekondensiert freies Silizium an den Oberflächen dieser Siliziumcarbide. Silizium-infiltriertes Siliziumcarbid zeigt dagegen schon bei Energiedichten von 400 kJ/m^2 eine Zunahme des reflektierten Anteils. Diese Beobachtungen können aus dem Reflexionsverhalten an kristallinem Silizium hergeleitet werden (siehe Kapitel 2.1.). Dabei nimmt die Reflexion bei hohen Temperaturen zu. Reflexionswerte aus Spektralphotometer-Messungen liegen etwas höher als die aus den Ulbricht-Kugel-Messungen.

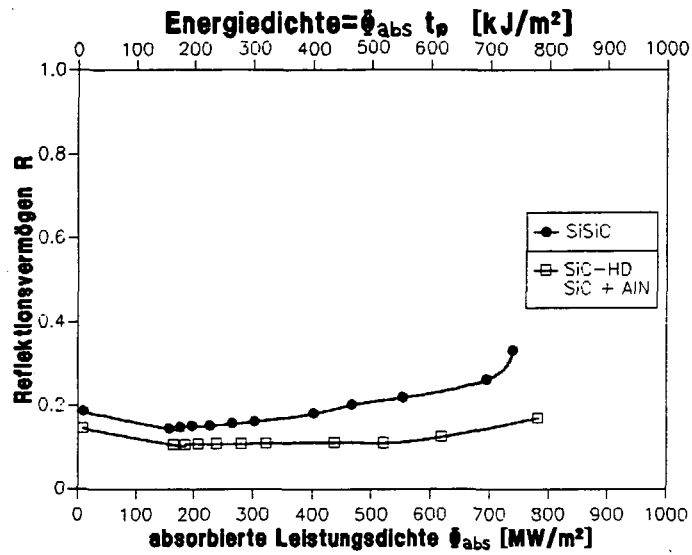


Abb. 31. Reflexionsvermögen R für verschiedene Siliziumcarbid-Qualitäten

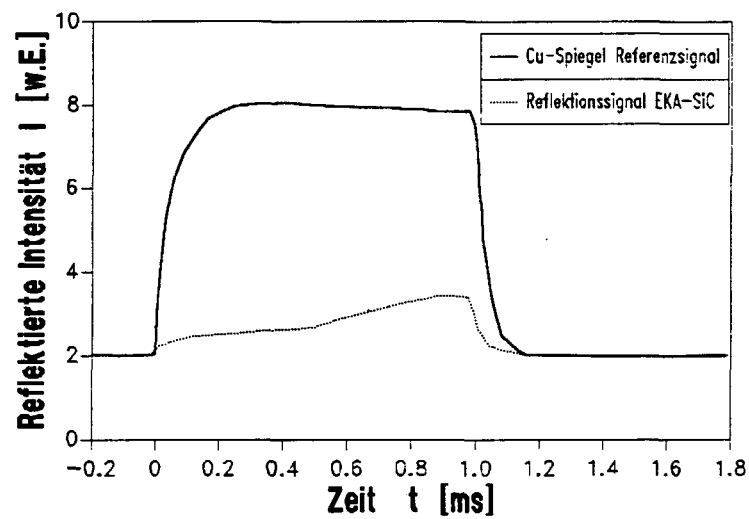


Abb. 32. Zeitaufgelöstes Diodensignal beim Auftreten von Schmelzen an Si-infiltriertem Siliziumcarbid.: Die Si-Phase schmilzt an der Oberfläche und erzeugt ein starkes Reflexionssignal.

In Abb. 32 ist ein zeitaufgelöstes Meßsignal der Fotodiode bei einer Reflexionsmessung von SiSiC abgebildet. Bei den eingestellten Belastungsparametern ($\phi_0 = 500 \text{ MW/m}^2$, $t_p = 1 \text{ ms}$) war an der Probenoberfläche ein starkes Aufschmelzen von Silizium erkennbar. In der zeitlichen Auflösung ist das Schmelzen nach etwa 0.5ms deutlich eingetreten.

Die Beobachtungen von Schäden an Siliziumcarbiden können eingeteilt werden in:

- Rißbildung und Zersetzung von SiC
- Schmelzen von Si in SiSiC

Die Quantifizierung aus beobachteten Schäden und aus der numerischen Analyse sind in Abb. 33 für SiC-HD zusammengetragen. Die berechnete Grenze für Zersetzung und Rißbildung sind aus Abb. 19 entnommen.

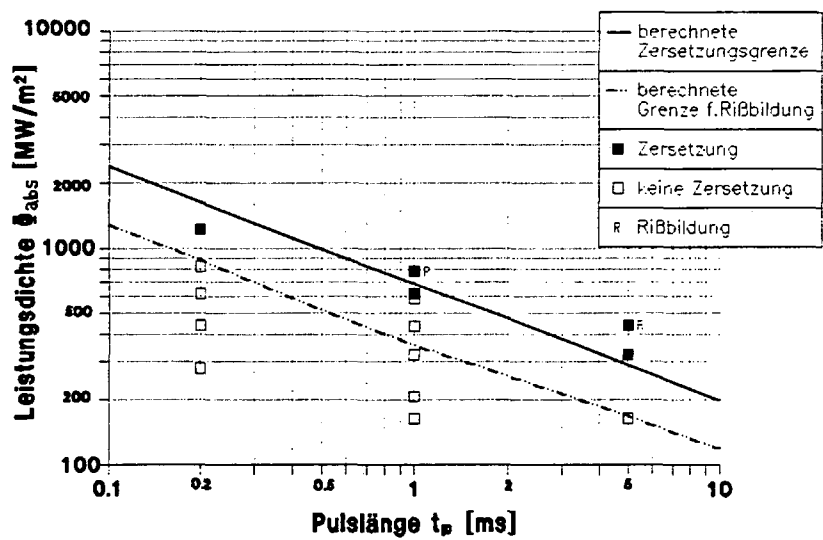


Abb. 33. Hochdichtes Siliziumcarbide SiC. Belastungsgrenzen für Zersetzung und Rißbildung: Vergleich Rechnung- Experiment

Die beobachteten und berechneten Belastungsgrenzen sind in folgender Tabelle zusammengefaßt.

Werkstoff	Schaden	beobachtete Belastungsgrenze $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p}$ [MW/m ² √s]	berechnete Belastungsgrenze $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p}$ [MW/m ² √s]
SiC-HD	Zersetzung	19.0-21.2	22.1
SiC-HD	Rißbildung	24.3	10.8
SiC + 2%AlN	Zersetzung	20.3	24.0
SiSiC	Schmelzen	12.2-13.8	18.3

Tab. 7. Beobachtete und berechnete Belastungsgrenzen von SiC-Werkstoffe

Erkennbar sind folgende Strukturveränderungen der untersuchten Siliziumcarbid-Werkstoffe unter hohen kurzzeitigen Wärmebelastungen.

Das hochdichte SiC-Material zeigt insbesondere bei Belastungen oberhalb der Zersetzungsgrenze Neigung zu Rißwachstum in der Schadenszone, im Gegensatz zum AlN-legierten SiC. Dieses ist in Einklang mit Versuchen an gleichen Werkstoffen mit gepulsten Elektronenstrahlversuchen zu sehen /64/. Das bessere Verhalten des legierten Siliziumcarbid-Werkstoffs liegt vermutlich an der durch die Dotierung bewirkten höheren Wärmeleitfähigkeit /13/.

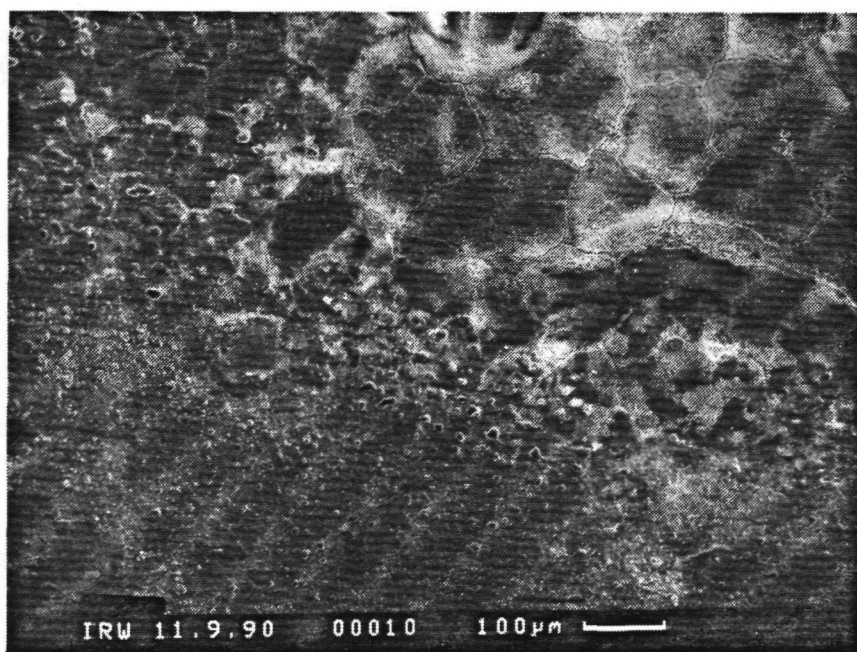


Abb. 34. Spannungsrisse und Silizium-Schmelztropfen an der Oberfläche von SiC-HD.:

absorbierte Leistungsdichte	Φ	= 770 MW/m ² ,
Pulsdauer	t_p	= 1 ms
Reflexionsvermögen	R	= 0.18
Strahlradius	r_{Strahl}	= 1.8 mm

Abb. 34 zeigt eine elektronenmikroskopische Rasteraufnahme am Rand der Schadenszone einer belasteten SiC-HD Probe.

SiSiC zeigt von den untersuchten Siliziumcarbiden das schlechteste Verhalten unter Laserbelastung. Aufschmelzen des freien Siliziums als Binder lockert das SiC-Körngefüge. Bei stärkeren Wärmebelastungen werden ganze Körner mit herausspritzendem Silizium herausgestoßen.

Zusammenfassend zeigen die Siliziumcarbid-Werkstoffe bessere Thermoschockeigenschaften als die beiden Nitrid-Keramiken. Dabei liegen für SiC-HD und SiC + AlN die Belastungsparameter $\Phi_{\text{abs}} \sqrt{t_p}$ um 50% höher als der entsprechende Wert für Aluminiumnitrid. Aus den Thermoschockkoeffizienten $R_{1,2}$ (siehe Kapitel 2.2.) lassen sich dagegen ein wesentlich besseres Thermoschockverhalten beim AlN erwarten. Der Thermoschockkoeffizient ist daher ein nicht genügendes Maß um die Resistenz gegenüber dieser Art von Belastungen zu beschreiben.

4.2.3. Graphite

Graphite werden wegen der niedrigen Kernladungszahl Z , des guten Thermoschockverhaltens und der hohen Sublimationstemperatur als PFC-Werkstoffe bereits eingesetzt. Im folgenden werden die beobachteten und berechneten Ergebnissen der Belastungstests beschrieben. Das Erosionsverhalten wird im Abschnitt 4.6.1. näher diskutiert.

Abb. 35 gibt die gemessenen Reflexionsvermögens in Abhängigkeit von der absorbierten Leistungsdichte wieder. Im allgemeinen bleibt der Reflexionsvermögen R über einen großen Bereich konstant. Werte für R liegen im Bereich zwischen 0.08 (PYROID <a>) und 0.21 (PYROID <c>). Eine Abnahme des Reflexionsvermögens um bis zu 50% bei höheren Leistungsdichten, bzw. hohen Oberflächentemperaturen, wie andere Meßergebnisse zeigen /65/, konnte hier nicht beobachtet werden. Reflexionsmessungen an Graphiten bei hohen Temperaturen ergaben, daß eine Reaktion mit der Umgebung, insbesondere mit oxidierenden Gasen, zu einem anomalen Wieder-Anstieg führen können /66/.

Von den übrigen graphitischen Werkstoffen hebt sich das Coat-Mix Material auf Borcarbid-Basis ab. Bei höheren Intensitäten konnte ein Anstieg der Reflexion registriert werden.

Eine gute Übereinstimmung von spektrometrischen Messungen und Ulbricht-Kugel-Messungen liegt bei den Messungen mit niedrigen Energiedichten vor.

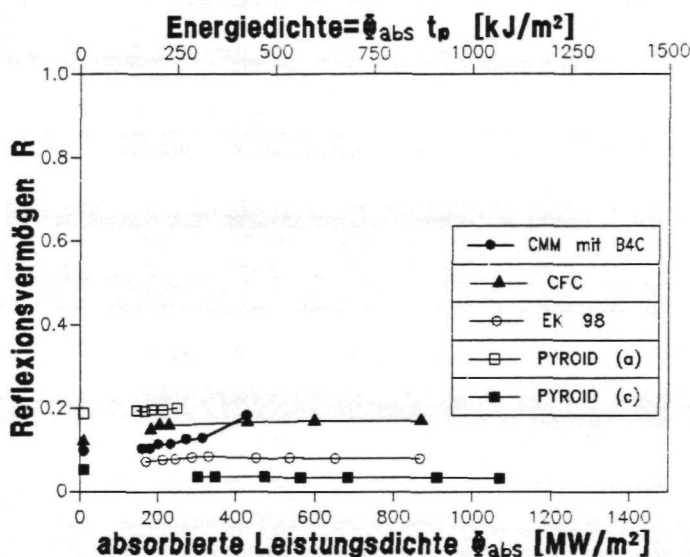


Abb. 35. Reflexionsvermögens für verschiedene Graphitsorten und Pyrographit.

a. Feinkorngraphite

Die Feinkorngraphite AXF 5 Q (POCO) und EK 98 weisen ähnliches Verhalten unter Laserbestrahlung auf. Es tritt unter Sublimation ein Krater auf. Die Struktur um die Schadenszone wies keine Spannungsrisse auf. Nur bei sehr hohen Intensitäten konnten Risse (Rißlängen $\approx 100 \mu\text{m}$) am Kraterboden beobachtet werden (siehe Abb. 36)



Abb. 36. Erosions-Krater nach Belastung von EK 98 in Luft: Bei sehr hohen Belastungen sind nur am Kraterboden geringe Anzeichen von Rißbildung.

absorbierte Leistungsdichte	Φ_{abs}	= 4500 MW/m ²
Pulsdauer	t_p	= 1ms
Reflexionsvermögens	R	= 0.079
Strahlradius	r_{Strahl}	= 0.4mm

Der Wärmefluß-Parameter $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p}$ für das Einsetzen von Sublimation liegt bei diesen Versuchen zwischen 29 MW/m²√s. (für EK 98) und 40 MW/m² (für AXF-5Q). Der höhere Belastungswert beim AXF-5Q kann durch die höhere Wärmeleitfähigkeit erklärt werden (siehe Tab. 4)

Abb. 37 zeigt die experimentellen Beobachtungen für das Eintreten von Sublimation gegenüber dem errechneten Schwellwert von $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p} = 35$ MW/m²√s. Eingehende thermomechanische Berechnungen für diese und nachfolgende Graphite wurden nicht durchgeführt.

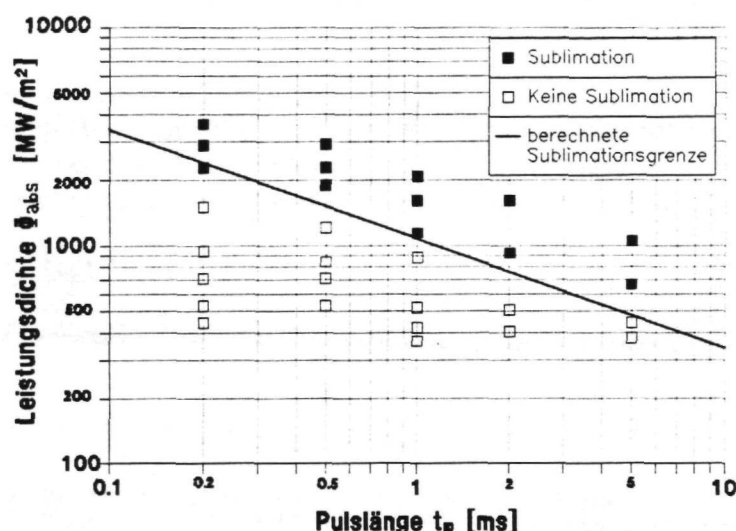
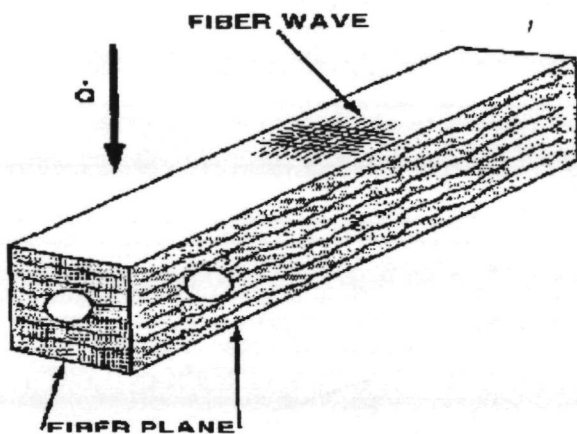


Abb. 37. Feinkorngraphit EK 98. Belastungsgrenze für Sublimation.: Vergleich Rechnung-Experiment.

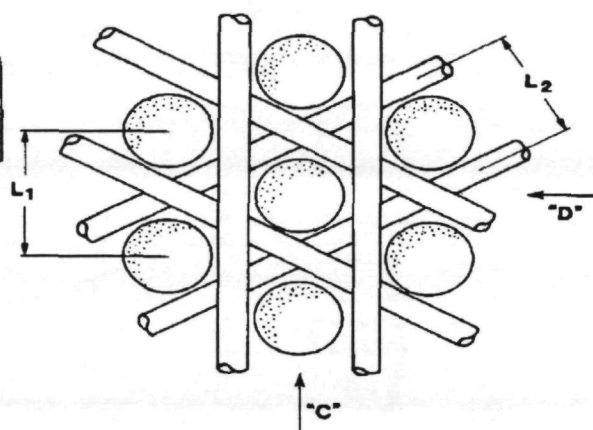
b. Kohlenfaserverstärkter Kohlenstoff

Der zweidirektionale kohlefaserverstärkte Kohlenstoff (CFC) von Sigri ist aus übereinandergeschichteten Fasergeweben (siehe Abb. 38a) aufgebaut. Die Faserbündel haben dabei einen Durchmesser, der kleiner als 1mm ist. Das vierdirektionale kohlefaserverstärkte Material besteht aus drei in einer Ebene gewebten Faserbündeln (Durchmesser $\approx 0.1\text{cm}$) mit einem 60° -Orientierungswinkel, wie Abb. 38b) zeigt. In der Tiefe (nicht eingezeichnet) sind die einzelnen Ebenen 0.32cm voneinander entfernt. In dieser vierten Richtung verlaufen auch Faserbündel (Durchmesser $\approx 0.2\text{cm}$) zur zusätzlichen Verstärkung.

In bezug auf das Absorptionsverhalten zeigen beide Kohlenstoffe bei hohen Belastungen einen gleichbleibenden Reflexionsvermögens von $R=0.17$.



a) 2-d CFC-Probe



b) 4d-Faserbündel
 $L_1 = 0.28\text{cm}$, $L_2 = 0.32\text{cm}$

Abb. 38. Zwei- und vierdirektionale kohlefaserverstärkte Kohlenstoffe /67/.

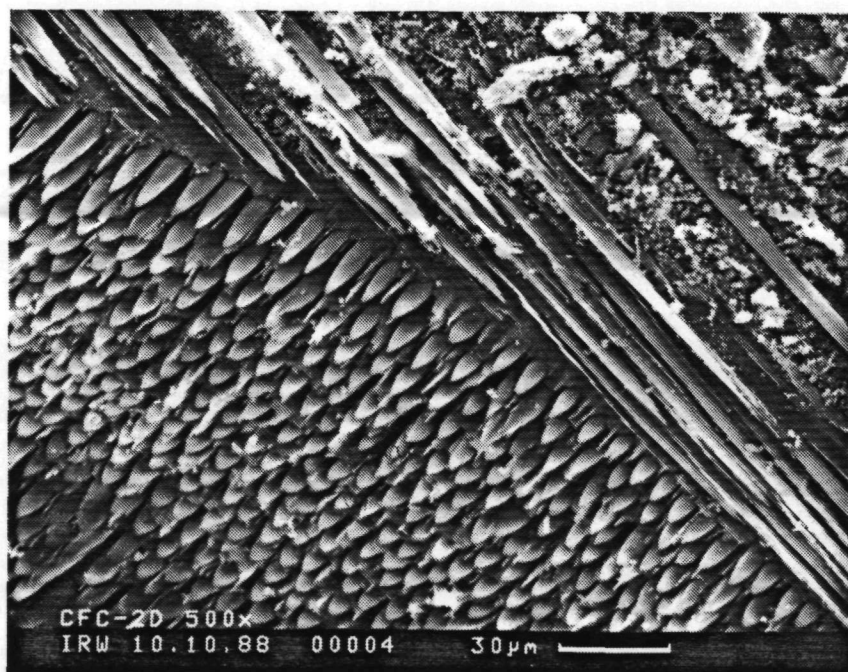


Abb. 39. Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme des zweidirektionalen CFC (Sigri): Am Kraterrand der erodierten Oberfläche sind die Fasern deutlich sublimiert.

absorbierte Leistungsdichte	$\Phi_{\text{abs}} = 1070 \text{ MW/m}^2$,
Pulsdauer	$t_p = 2\text{ms}$
Reflexionsvermögen	$R = 0.17$
Strahlradius	$r_{\text{Strahl}} = 1.8\text{mm}$

Ausschlaggebender Schädigungsprozeß bei den CFC-Werkstoffen unter Laserbelastung war Erosion durch Verdampfung von Fasermaterial und Sublimation des Binder-Kohlenstoffs (siehe Abb. 39). Eine Rißbildung bis zur Sublimationsgrenze wurde an beiden CFC-Proben nicht beobachtet.

Die numerische Behandlung von faserverstärkten Kohlenstoffen sind mit sehr großen Ungenauigkeiten behaftet, da Hochtemperatur-Daten der thermophysikalischen Eigenschaften fehlen. Mit vorhandenen Daten bis 1400°C /67/ lassen sich für diese Werkstoffe Belastungsgrenzen für Sublimation $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p} = 12 \text{ MW/m}^2\sqrt{s}$ beim zweidirektionalen CFC und $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p} = 55 \text{ MW/m}^2\sqrt{s}$ beim vierdirektionalen CFC berechnen.

Aus Beobachtungen läßt sich eine Schadensschwelle für Sublimation $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p} = 20 \text{ MW/m}^2\sqrt{s}$ für das zweidirektionale und $45 \text{ MW/m}^2\sqrt{s}$ für das vierdirektionale CFC angeben.

Die Fehler bei der Bestimmung der Belastungsgrenzen können vermutlich auf Anisotropie-Effekte zurückgeführt werden. Unter Anisotropie versteht man dabei die Orientierungsabhängigkeit von physikalischen Eigenschaften. So zeigt beispielsweise der zweidirektionale Werkstoff bei 1000°C senkrecht zu den Fasergewebe eine niedrigere Wärmeleitfähigkeit ($\lambda = 4.5 \text{ W/mK}$) als parallel zu den Gewebe-Ebenen ($\lambda = 22.7\text{-}24.4 \text{ W/mK}$) /67/. Die Anisotropie der thermophysikalischen und thermomechanischen Eigenschaften konnten bei der hier durchgeführten Art der numerischen Analyse nicht berücksichtigt werden.

c. Pyrolytischer Graphit

Pyrolytischer Graphit hat ebenso wie die besprochenen CFC-Werkstoffe eine stark anisotrope Struktur. Der hier verwendete Werkstoff, PYROID der Firma Pfitzer Inc. zeigt dabei parallel zu $\langle a \rangle$, d.h. parallel zu den Schichtebenen, eine höhere Wärmeleitfähigkeit ($\lambda = 350 \text{ W/m K}$). Parallel zu $\langle c \rangle$, d.h. senkrecht zu den Schichtebenen hat PYROID eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda = 2 \text{ W/m K}$. Dieser pyrolytische Graphit wurde Aufgrund dieser großen Differenz der Wärmeleitfähigkeit in beiden Richtungen untersucht.

Die Ergebnisse der Reflexionsmessungen können aus Abb. 35 entnommen werden. Oberflächen die parallel zur $\langle a \rangle$ -Richtung bestrahlt werden zeigen einen Reflexionsvermögens von $R=0.08$. Bestrahlt man Oberflächen senkrecht dazu, d.h. parallel zur $\langle c \rangle$ -Richtung erhält man ein Reflexionswert von $R=0.21$.

Die Wärmeleitfähigkeit und daher auch das Reflexionsverhalten werden durch Phononenleitung im pyrolytischen Kohlenstoff stark beeinflusst /68/. Parallel zu $\langle a \rangle$ ist die höhere Phonondichte vorherrschend. Die Absorption von infraroter Strahlung ist deshalb in dieser Vorzugsrichtung stärker als in $\langle c \rangle$ -Richtung. Wie bei den vorhergehenden Graphitsorten behält auch der PYROID in beiden Kristallrichtungen einen nahezu konstanten Reflexionsvermögens bis zur höchsten Belastung.

Beobachtet wurden folgende Schäden:

- Erosion in $\langle c \rangle$ -Richtung
- Delamination der Schichten und Erosion in $\langle a \rangle$ -Richtung.

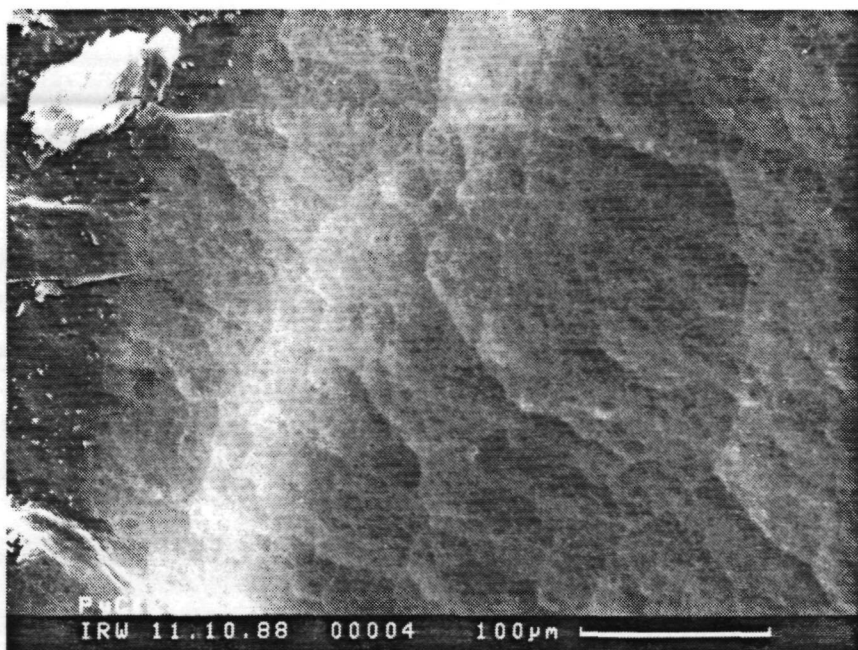


Abb. 40. Starke Erosion durch Sublimation bei PYROID belastet parallel zur $\langle c \rangle$ -Richtung:

absorbierte Leistungsdichte	Φ	$= 780 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	t_p	$= 1 \text{ ms}$
Reflexionsvermögen	R	$= 0.18$
Strahlradius	r_{Strahl}	$= 1.8 \text{ mm}$

Die typische Schadensmorphologie in der Erosionszone nach der Belastung in $\langle c \rangle$ -Richtung ist in Abb. 40 'ersichtlich. Während der Erosion werden ringförmige Gebiete freigelegt. Diese können der Hexagonalstruktur des Graphits, die sich während der Kristallisation beim Herstellungsprozeß fort-pflanzt, zugeordnet werden.

Die Elektronen-mikroskopische Rasteraufnahme in Abb. 41 gibt die beobachtete Rißbildung nach Belastung in $\langle a \rangle$ -Richtung wieder. Senkrecht zur $\langle a \rangle$ -Richtung liegt der lineare Ausdehnungskoeffizient im allgemeinen um eine Größenordnung höher als parallel zu den Schichten. Da zusätzlich die Bindungen zwischen den Schichten (π -Bindungen) schwächer als die kovalente Bindung in der Hexagonalstruktur sind, können diese Bindungen durch Wärmeausdehnung eher zerstört werden und als Folge werden Risse im Werkstoff beobachtet.

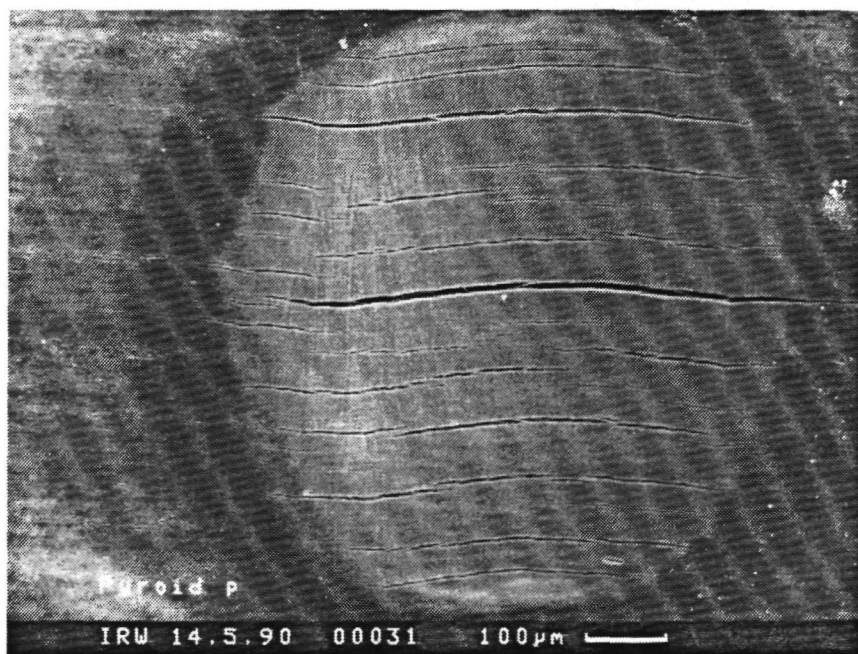


Abb. 41. Delamination parallel zur $\langle a \rangle$ -Richtung belasteten PYROID: Neben starker Rißbildung tritt auch Erosion durch Sublimation in geringem Maße auf.

absorbierte Leistungsdichte	Φ	$= 1620 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	t_p	$= 5 \text{ ms}$
Reflexionsvermögen	R	$= 0.07$
Strahlradius	r_{Strahl}	$= 0.6 \text{ mm}$

Die beobachteten Belastungsgrenzen für Sublimation betragen hierbei $\Phi \sqrt{t_p} = 16.3 \text{ MW/m}^2 \sqrt{\text{s}}$ parallel zu $\langle c \rangle$ und $\Phi \sqrt{t_p} = 52.6 \text{ MW/m}^2 \sqrt{\text{s}}$ parallel zu $\langle a \rangle$. Für Delamination wurde die Belastungsgrenze $\Phi \sqrt{t_p} = 41.2 \text{ MW/m}^2 \sqrt{\text{s}}$ ermittelt.

Berechnungen ergeben Schwellenwerte von $\Phi\sqrt{t_p} = 85.6 \text{ MW/m}^2\sqrt{s}$ ($\langle a \rangle$) und $\Phi\sqrt{t_p} = 10.4 \text{ MW/m}^2\sqrt{s}$ ($\langle c \rangle$) für Erosion durch Sublimation.

In der numerischen Analyse wird PYROID wie ein homogener Werkstoff behandelt. Wegen des Anisotropie-Verhaltens gilt das hier verwendete Modell nicht mehr und führt deshalb vermutlich zu den hohen Fehlern zwischen den beobachteten und berechneten Werten für die Belastungsgrenzen.

d. Coat-Mix Material (Zwei Komponenten-Verbundwerkstoff)

Das Coat-Mix Material basiert auf einem im Forschungszentrum Jülich entwickelten Prozeß, bei dem Füller-Körner (zum Beispiel SiC oder B_4C mit Korngrößen $1 - 7\mu\text{m}$) mit einem Binder beschichtet werden. Unter leichtem Druck (2 - 16 bar) kann das Material beliebig geformt werden. Nach einer Verkokung des Binders bei etwa 900°C besteht der letzte Produktionsschritt aus einer Wärmebehandlung bei einer Glühtemperatur von etwa 1900°C , wobei ein Teil des verkokten Binders graphitiert wird. Das hier untersuchte Coat-Mix Material enthielt bis zu 61,5 Gew.% Borcarbid. Im weiteren besteht das Coat-Mix Material aus Binderkoks.

Aus Untersuchungen mit einer Elektronenstrahlmaschine zeigte das im hiesigen Institut nach dem Coat-Mix Verfahren hergestellte Material mit SiC /15/ oder B_4C /17/ eine gute Thermoschockresistenz. Das Thermoschock-Verhalten dieser Werkstoffe ist stark von Herstellungsparameter und Füllmaterial abhängig. Beispielsweise führen Glühungen bei hohen Temperaturen zu einer Verbesserung der Wärmeleitfähigkeit (siehe Abb. 42). Bezüglich der Erosion können hohe Binderkoks-Anteile ($\approx 30\%$) zu einer verringerten Massenverlust führen /16/.

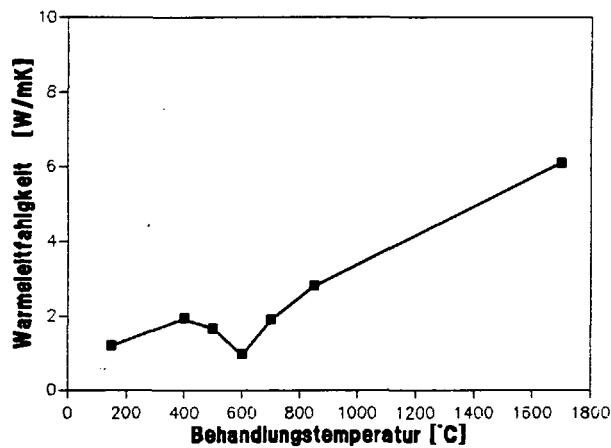


Abb. 42. Wärmeleitfähigkeit von CMM auf SiC-Basis: in Abhängigkeit von der Hochtemperaturbehandlung /15/.

Wegen des wachsenden Interesses an Borcarbid-haltigen Graphiten wurden diese auch in die Untersuchungen dieser Arbeit einbezogen.

Dieses Material zeigt auffallende Unterschiede zu den untersuchten Graphitwerkstoffen.

- Es entsteht eine flüssige Phase, infolge von Schmelzen des Borcarbids. Schmelzen, sichtbar durch ein metallisches Glänzen, entsteht, bevor starke Erosion einsetzt. Das Schmelzen hat eine Erhöhung des Reflexionsvermögens zur Folge (siehe Abb. 35)
- Bei höheren Leistungsdichten entstehen Risse in dem wiedererstarrten Material, und Erosion durch Materialaustoß tritt ein.

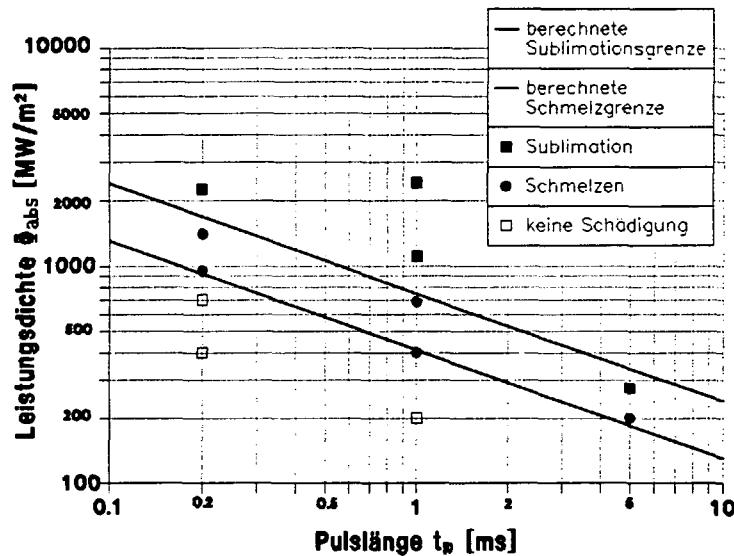


Abb. 43. Coat-Mix Material-Belastungsgrenzen für Sublimation in Luft: Vergleich Rechnung-Experiment

Abb. 43 gibt die beobachteten und berechneten Belastungswerte für das hier untersuchte Coat-Mix Material wieder. Aufgrund von Beobachtungen liegt die Belastungsgrenze für Sublimation bei etwa $35 \text{ MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$. Für Schmelzen kann eine Belastungsgrenze von $\Phi_{abs}\sqrt{t_p} = 13 \text{ MW/m}^2$ aus Beobachtungen ermittelt werden. Angesichts der nicht im genügendem Maße untersuchten thermischen Größen liegt der berechnete Schwellenwert für Schmelzen in gutem Einklang mit dem experimentellen Wert.

4.2.4. Beschichtete Werkstoffe

Es wurden zwei beschichtete Werkstoffe in diese Untersuchungen einbezogen:

- Mo mit einer $12 \mu\text{m}$ dicken CVD TiC-Schicht, und
- EK 98, beschichtet mit Borcarbid (Dicke etwa $200\mu\text{m}$) durch Vakuum-Plasmaspritzen

Das Reflexionsverhalten der beiden beschichteten Werkstoffe nach Belastung bei hohen Intensitäten ist in Abb. 44 wiedergegeben.

Der Mo-TiC-Werkstoff zeigt bis zu Belastungen von 600 kJ/m^2 ein annähernd konstantes Absorptionsverhalten. Bis zu einer Belastung von etwa 980 MW/m^2

bei der Pulsdauer $t_p = 1\text{ms}$, in der deutliches Schmelzen eintritt, nimmt das Absorptionsvermögen zu. Die Titancarbid-Schicht zeigt oberhalb dieses Wertes Aufschmelzen und Abplatzen. Dadurch kommt das darunterliegende Basis-Material Mo zum Vorschein. Bei höheren Belastungswerten führt vermutlich geschmolzenes Molybdän zu einer stärkeren Reflexion. Borcarbid zeigt bis zu 500 kJ/m^2 keine Veränderung im Reflexionsverhalten. Jedoch ist dieser Werkstoff dadurch gekennzeichnet, daß Schmelzen des Borcarbids oberhalb dieses Wertes spontan eintritt, so steigt unmittelbar oberhalb dieses Wertes das Reflexionsvermögen auf das doppelte an.

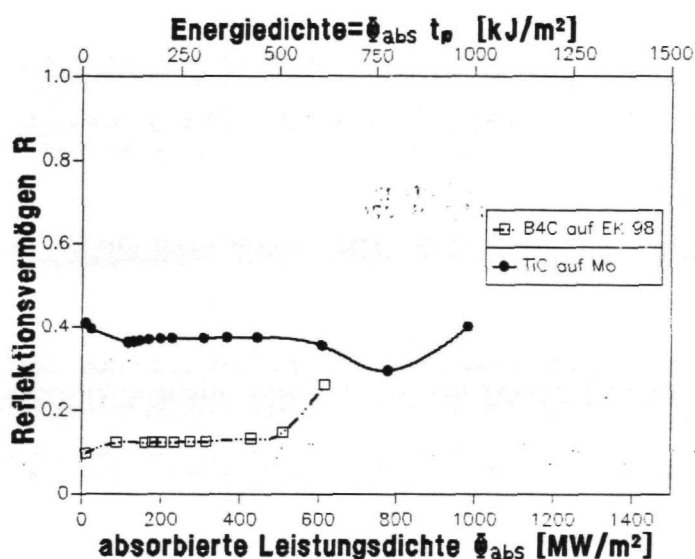


Abb. 44. Reflexionsvermögens von Molybdän mit Titancarbid und EK 98-Graphit mit Borcarbid.: Nach Eintreten von Schmelzen tritt verstärkt Reflexion bei beiden Werkstoffen auf.

Anhand von Beobachtungen bei verschiedenen Pulszeiten und bei stetiger Erhöhung der absorbierten Leistungsdichte konnte die Belastungsgrenze für die Schädigungen bei diesen beschichteten Werkstoffen quantifiziert werden.

Molybdän mit Titancarbid

Bei in Luft belasteten Proben sind die Oberflächenschädigungen vor allem durch Reißbildung Zone oberhalb 600 kJ/m^2 (siehe REM-Aufnahme in Abb. 45) charakterisiert. Die Risse pflanzen sich - auch für Belastungswerte oberhalb der Grenze für Schmelzen - außerhalb des Schadensgebiets fort. Abb. 46 zeigt das Rückstreu-Elektronenbild einer REM-Aufnahme für das Aufschmelzen der TiC-Schicht am Rand der Schädigungszone.

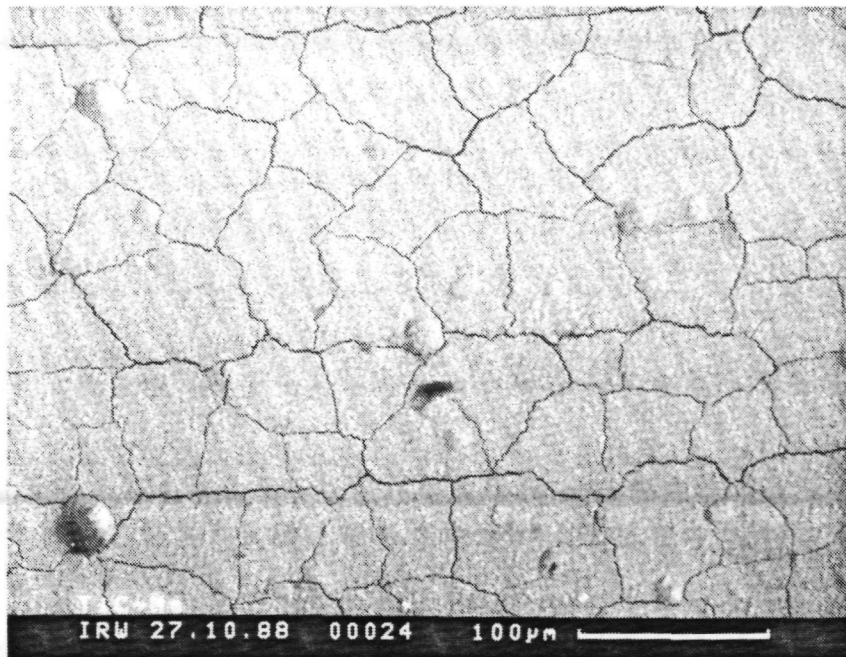


Abb. 45. Molybdän mit CVD-TiC, Wärmespannungsrisse in der Schädigungszone:

absorbierte Leistungsdichte	$\Phi_{\text{abs}} = 710 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	$t_p = 1 \text{ ms}$
Reflexionsvermögen	$R = 0.33$
Strahlradius	$r_{\text{Strahl}} = 1.7 \text{ mm}$

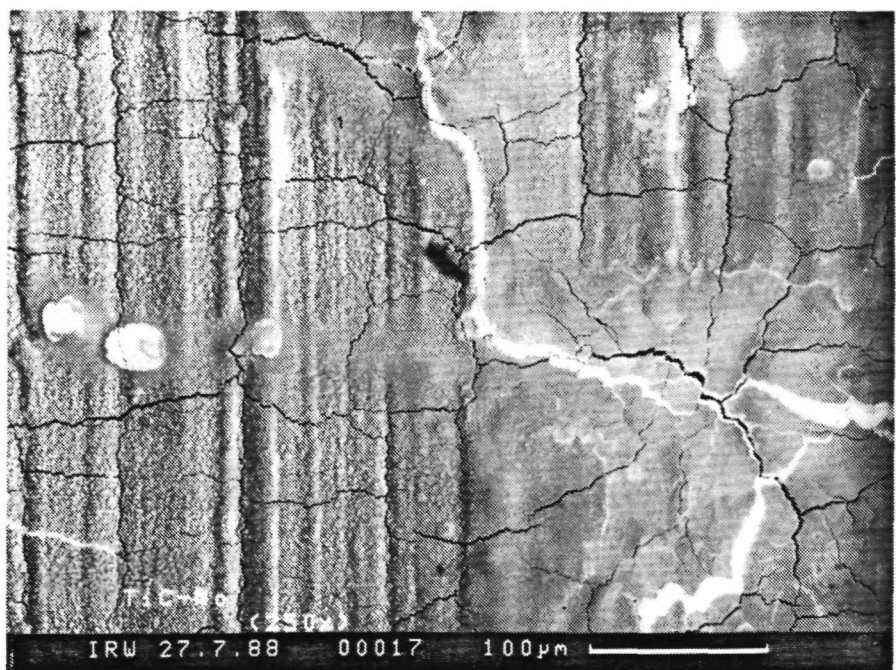


Abb. 46. Molybdän mit CVD-TiC, Aufschmelzen und Wärmespannungsrisse in der TiC-Schicht:

absorbierte Leistungsdichte	$\Phi_{\text{abs}} = 1370 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	$t_p = 1 \text{ ms}$
Reflexionsvermögen	$R = 0.38$
Strahlradius	$r_{\text{Strahl}} = 1.2 \text{ mm}$

Die Belastungsgrenzen für Schädigungen der TiC-Schicht zeigt Abb. 47

Tab. 8 faßt die beobachteten Belastungsgrenzen für Rißbildung und Aufschmelzen sowie den berechneten Belastungsgrenzwert für Schmelzen zusammen.

Beschichtung	Schaden	beobachtete Belastungsgrenze $\Phi_{\text{abs}} \sqrt{t_p}$ [MW/m ² √s]	berechnete Belastungsgrenze $\Phi_{\text{abs}} \sqrt{t_p}$ [MW/m ² √s]
TiC	Schmelzen	32-35	34.0
TiC	Rißbildung	19-22	/
B ₄ C	Schmelzen	14-15	19

Tab. 8. Beobachtete und berechnete Belastungsgrenzen von beschichteten Werkstoffen

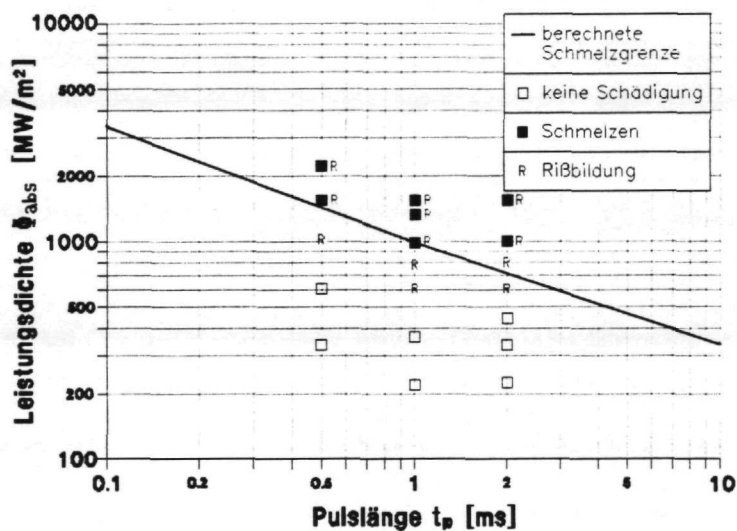


Abb. 47. Molybdän mit Titancarbid: Eingetragen sind die Beobachtungen für das Eintreten von Rißbildung und Schmelzen an der Titancarbid-Oberfläche. Zum Vergleich ist die berechnete Kurve für Schmelzen von TiC aufgetragen.

Graphit mit VPS-Borcarbid-Beschichtung

In Luft zeigen sich erst nach Erreichen der Schmelzgrenze Anzeichen von thermisch bedingten Spannungsrissen in der Schädigungszone. Dabei löst sich das Borcarbid vom Graphit-Basismaterial durch Abplatzen. Abb. 48 gibt ein Bild der Schädigungszone einer laserbelasteten Probe.

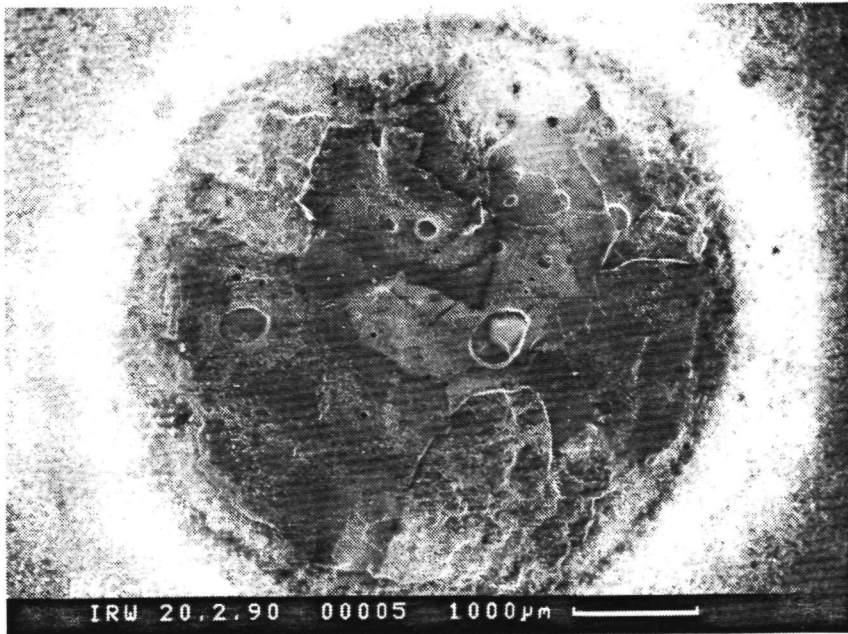


Abb. 48. REM-Aufnahme von EK98 mit VPS-Borcarbid-Beschichtung:

absorbierte Leistungsdichte	$\Phi_{\text{abs}} = 180 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	$t_p = 10 \text{ ms}$
Reflexionsvermögen	$R = 0.3$
Strahlradius	$r_{\text{Strahl}} = 1.9 \text{ mm}$

Abplatzen und Aufschmelzen der Schicht sind in der Detailaufnahme Abb. 49 deutlich erkennbar.

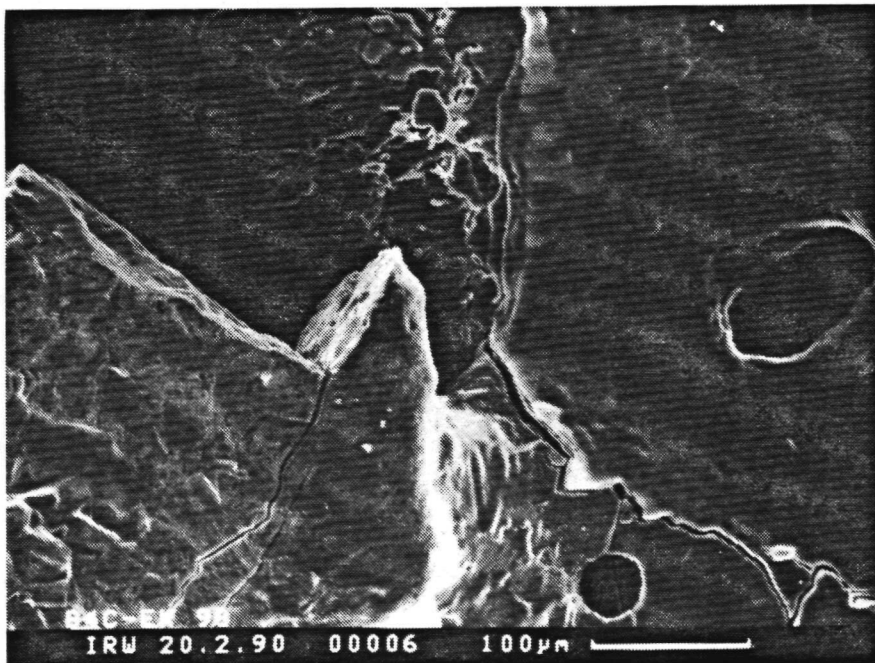


Abb. 49. Detailaufnahme von Abb. 48

Die Ergebnisse aus Beobachtungen für das Aufschmelzen der Borcarbid-Schicht sind in Abb. 50 zusammengetragen. Die Werte der Belastungsgrenzen sind in Tab. 8 aufgelistet.

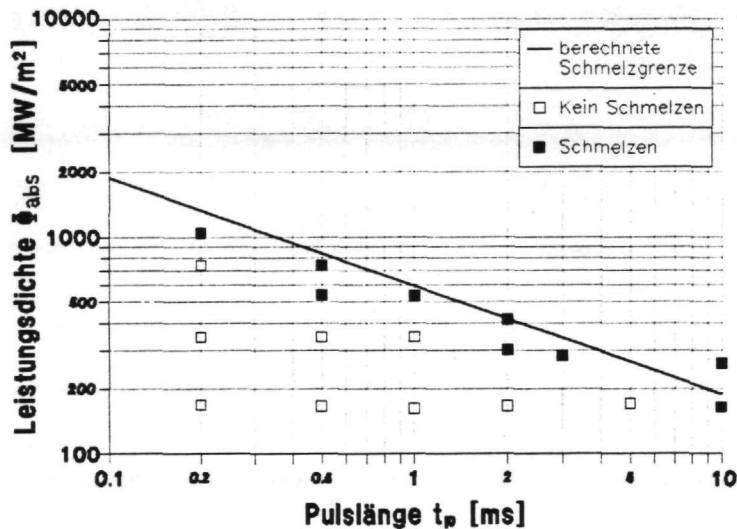


Abb. 50. EK 98 VPS-beschichtet mit Borcarbid.: Belastungsgrenze für Schmelzen. Vergleich Rechnung - Experiment.

Die Belastungsgrenzwerte für Schmelzen zwischen der Borcarbid-Beschichtung und dem Borcarbid Coat-Mix Material sind in gutem Einklang miteinander. Für theoretische Berechnungen sind jedoch, wie für einige andere Werkstoffe auch, noch nicht genügend Daten über die Temperaturabhängigkeit von den thermophysikalischen Größen vorhanden.

4.3. Vergleich: Absorption aus Temperatur- und Reflexionsmessungen

Aus der Temperaturmessung an der Rückseite von laserbelasteten Scheiben von unterschiedlichen Werkstoffen (siehe Kapitel 3.6.1) kann auf indirekter Weise der Absorptionsvermögen A bzw. Reflexionsvermögen R bestimmt werden. Der Reflexionsvermögen wird aus der Temperaturerhöhung ΔT einer zeitaufgelösten Temperatur-Registrierung errechnet. Derartige zeitliche Temperaturmessungen können außerdem mit zeitaufgelösten Temperatur-Berechnungen verglichen wer-

den. Die numerische Analyse des Wärmemodells (siehe Kapitel 2.2.) kann auf diese Weise kontrolliert werden.

Zunächst wurde durch Messung der rückseitigen Temperaturerhöhung der absorbierte Anteil der Strahlenergie errechnet. Aus dem Vergleich zwischen absorbierter und eingestrahlter Energie konnte der Verlust durch Reflexion bestimmt werden.

Tab. 9 listet die verwendeten Proben und die zur Bestimmung des absorbierten Anteils nach Gleichung [32] notwendigen Daten auf. Die Probendicke wurde mit einer Mikrometerschraube (Fehler < 5%) vermessen und die Masse mit einer Analysewaage der Firma Mettler (Modell AK 160, Auflösung 0.1mg) bestimmt.

Werkstoff	Dicke d [mm]	Masse m [g]	spezi- fische Wärme c [J/g K]	Laserenergie $E_0 = \Phi_0 t_p$ [J]
INCONEL 600	1.02±0.03	0.816±0.001	0.69	5J
EK 98	0.98±0.02	0.190±0.001	0.9	5J
CFC-2d	1.09±0.04	0.1730±0.001	0.67	4.2J
EK 98-B ₄ C	2.00±0.03	0.409±0.001	0.9	5J

Tab. 9. Werkstoffangaben zur Bestimmung des Absorptionsvermögens nach der Temperaturmethode

Die Ergebnisse der Temperaturmessung mit einem intrinsischen Thermoelement sind in Tab. 10 zusammengefaßt. Die Temperaturerhöhung auf der Rückseite der Proben wurde nach Gleichung [31] bestimmt. Aus dem ermittelten Wert für die absorbierte Laserenergie läßt sich mit Gleichung [3] und [7] der Reflexionsvermögen auf indirekte Weise bestimmen. Für das Absorptionsvermögen A gilt:

$$A = \frac{Q_{abs}}{E_0}$$

$$R_{indirekt} = (1 - \frac{Q_{abs}}{E_0}) \tag{36}$$

Die mit Hilfe dieser Methode gewonnenen Reflexionsvermögens $R_{indirekt}$ werden mit denen bei niedriger Belastung aus der direkten Ulbricht-Kugel-Methode erhaltenen verglichen.

Werkstoff	Temperaturerhöhung ΔT [K]	Q_{abs} [J]	Absorption A	R_{indirekt}	R
INCONEL 600	3.7	2.07	0.41	0.59	0.61
EK 98	33.0	4.4	0.88	0.12	0.08
CFC-2d	21.4	2.7	0.65	0.35	0.17
B ₄ C-EK 98	7.6	2.81	0.56	0.44	0.13

Tab. 10. Ergebnisse aus der indirekten und direkten Reflexionsmessung bei niedriger Belastung

Bei den Ergebnissen zeigen sich gute Übereinstimmungen für EK 98 und INCONEL 600. Die großen Unterschiede zwischen den indirekt und direkt gemessenen Reflexionsvermögens beim CFC-Material und dem beschichteten Werkstoff können vermutlich folgenden Ursachen zugeschrieben werden:

- beim zweidirektionalen CFC wurde in Richtung senkrecht zu den Maschen-Ebenen bestrahlt. Wegen des anisotropen Verhaltens bezüglich der Wärmeleitfähigkeit (siehe 4.2.3.b) können Verluste an den Seiten der Proben-Scheibe entstehen und dadurch einen großen Meßfehler verursachen
- bei dem beschichteten Werkstoff führt Wärmeverluste an der Seitenfläche der 2mm-dicken Scheibe zu Fehlern

Ein Vergleich zwischen dem zeitaufgelösten Temperaturverlauf aus dem umgerechneten Thermoelementsignal und aus der Finite-Element-Berechnung zeigt die Abb. 51 für EK 98 und INCONEL 600. Bei der Berechnung wurden die experimentell bestimmten Reflexionsvermögens R_{indirekt} verwendet. Die Leistungsdichte bei der Laserenergie $E_0 = 5\text{J}$ beträgt 44.2 MW/m^2 ($r_{\text{Strahl}} = 6.1\text{mm}$).

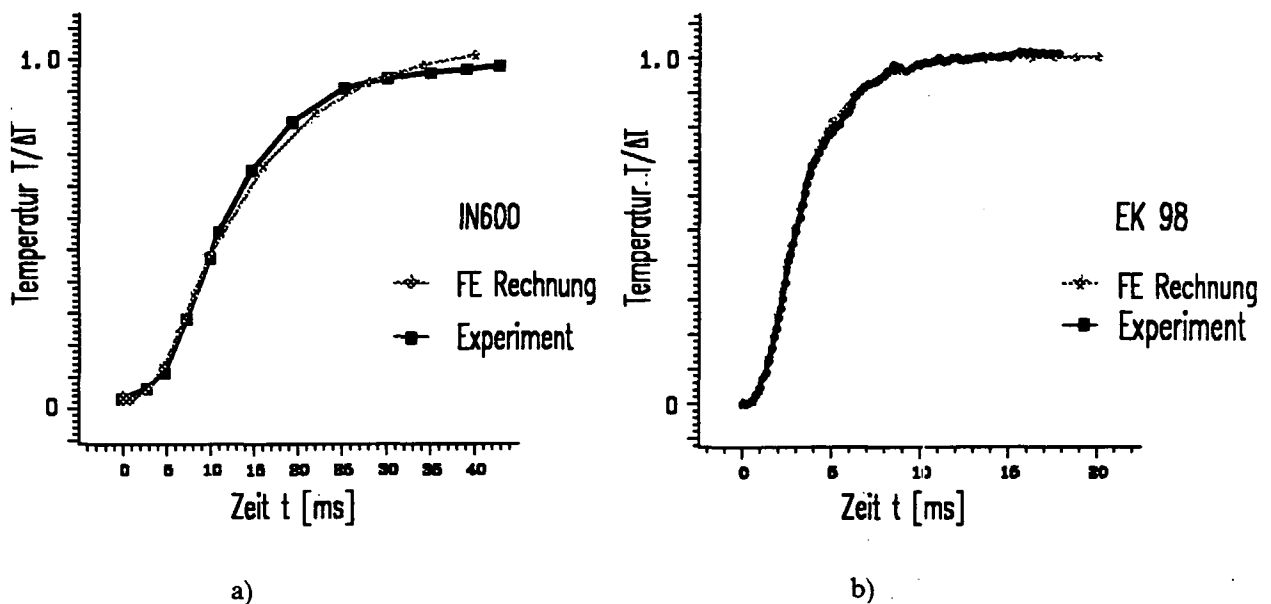


Abb. 51. Vergleich Temperaturmessung und FE-Rechnung am Beispiel von INCONEL 600 a) und EK 98 b)

Auch hier zeigt sich bei beiden untersuchten Werkstoffen eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Berechnung. Bei den Berechnungen weichen die Werte für die Temperaturerhöhung ΔT nach Änderung der Leistungsdichte um 5-9% von den gemessenen Werte ab.

Konsequenterweise kann das vorhandene Modell eine gute Beschreibung der experimentellen Beobachtungen liefern. Dabei sind jedoch genaue Daten der thermophysikalischen Größen erforderlich.

4.4. Verhalten unter Vakuum und Argon

Der Einfluß der Umgebungsatmosphäre auf das Bestrahlungsverhalten, insbesondere bei der Bestimmung der Belastungsgrenze für eine bestimmte Schädigung, war bei den meisten Proben gering. Bei den hier verwendeten kurzen Einwirkzeiten $t < 10\text{ms}$ können Gleichgewichtsreaktionen mit der Umgebung bei Einzelbelastungen nicht oder nur in geringem Maße ablaufen, wie Abschätzungen an keramischen Werkstoffen gezeigt haben (siehe Kapitel 4.2.2.)

Inwieweit der Reflexionsvermögen sich unter verschiedenen Atmosphären von den in Luft gemessenen Werten unterscheidet, konnte abschließend nicht geklärt

werden. Versuche an graphitischen Werkstoffen in der mit Argon gefluteten Ulbricht-Kugel ergaben Reflexionswerte mit nur minimal höheren Werten (4-8%) gegenüber denen, die in Luft bestimmt wurden.

4.5. Mehrfachbelastungen

Insbesondere für die Lebensdauer einer Wandkomponente ist die Kenntnis des Werkstoffverhaltens unter Mehrfachbelastung interessant. In dieser Arbeit wurden die Proben mit 1, 10 und 100 Pulsen belastet. Dabei wurden hauptsächlich Belastungsparameter gewählt, die bei Einzelbelastungen in dem jeweiligen Werkstoff keine starke Schädigung verursachen.

Bei mehrfacher Belastung der Oberfläche müssen folgende Einflüsse berücksichtigt werden:

- die Belastungsfrequenz
- Reflexionsverhalten nach mehrfacher Belastung

Bezüglich der Belastungsfrequenz werden zwei Fälle betrachtet

a) Hohe Frequenzen, bei denen das Intervall zwischen zwei Pulsen kürzer ist als die thermische Diffusionszeit τ_d , gegeben durch Gleichung [37]. Hierbei ergeben sich sehr hohe Temperaturen, die umso höher werden, je höher die Frequenz gewählt wird. Für den Vergleich zu Einzelpulsmessungen ist dieser Fall zu vermeiden.

b) Niedrige Frequenzen, bei denen das Intervall zwischen zwei Pulsen länger als τ_d ist.

Die thermische Diffusionszeit kann angegeben werden als [69]:

$$\tau_d = \frac{d^2 \pi}{4\kappa} \quad [37]$$

Für die hier verwendeten Werkstoffe liegt τ_d zwischen 0.5 s und 100 s für eine Probendicke $d = 10\text{mm}$. Um den Fall b) zu garantieren, wurden bei allen Proben etwa 10s bis zu einer erneuten Belastung gewartet.

Wichtig für Mehrfachbelastungen (siehe Kapitel 4.4) ist die Kenntnis der Änderung im Reflexionsverhalten, wenn nur eine Stelle auf der Probenoberfläche belastet wird.

Nur für die metallischen Werkstoffe ergaben sich Änderungen der Reflexionsvermögens bezüglich der Anzahl der Belastungen. So nimmt die Absorption nach drei Belastungen an derselben Stelle bei den Metallen INCONEL 600 und CRONIFER 18 10 um 17% zu. Graphite und Keramiken zeigen dagegen keine deutlichen Änderungen im Reflexionsverhalten nach mehrmaliger Belastung.

Bei absorbierten Leistungsdichten von etwa 500 MW/m^2 ($t_p = 1 \text{ ms}$) zeigt sich bei allen Werkstoffen nach 1 und 10 Pulsen keine nennenswerte Schädigung. Im 100-Pulsversuch entstand dagegen eine Aufrauhung der Oberfläche bei metallischen Werkstoffen. Dieses Verhalten steht in Einklang mit Beobachtungen aus anderen Laserversuchen [70].

Bei Mehrfachbelastungen mit 10 und 100 Pulsen zeigt das SiC-HD Material bei Leistungsdichten, die um 10% niedriger als der Schadensschwellwert liegen, eine sehr starke Neigung zu Rißbildung und in einigen Fällen zu Materialabplatzungen bei kurzen Pulsen (0.2ms). Bei $t_p = 2 \text{ ms}$ dominiert Zersetzung.

Das mit AlN legierte SiC mit höherer Wärmeleitfähigkeit als das HD-Material, weist ein etwas besseres Verhalten in beiden Fällen in Einklang mit Einzelpulsbelastungen auf. Schadensakkumulation traten erst ab 50 Pulsen ein.

Mehrfache Belastungen haben einen sehr negativen Einfluß auf beschichtete Werkstoffe. TiC-Schichten sind im 100-Puls-Versuch ($t_p = 1 \text{ ms}$) bereits nach 30 Pulsen bei $\Phi_{\text{abs}} = 850 \text{ MW/m}^2$ vollkommen abgetragen und das darunterliegende Mo-Basismaterial freigelegt. Diese Leistungsdichte liegt dabei um 15% unter der Belastungsgrenze für Schmelzen aus Einzelpulsmessungen. Auch dicke Borcarbidschichten auf Ek 98-Graphit neigen nach mehrfacher Belastung zum Schmelzen und Abplatzen. Im 10-fach Pulstest ($\Phi_{\text{abs}} = 152 \text{ MW/m}^2$, $t_p = 10 \text{ ms}$) zeigten sich nach 5 Pulsen Aufschmelzen und Erodierung der Schicht.

4.6. Vergleich mit anderen Labortestständen

Ein Hauptanliegen dieser Arbeit war es, zu untersuchen, inwieweit die Ergebnisse aus den Laserstrahlversuchen sich mit denen aus bisherigen Elektronen-, Neutralteilchen- und Laserstrahltestständen vergleichen lassen. Beim Vergleich müssen folgende Aspekte berücksichtigt werden:

- Elektronen- und Neutralteilchenstrahlen zeigen eine andere Energiekopplung auf das Elektronensystem im Festkörper (siehe Kapitel 2.1.)
- Strahldurchmesser sind bei Elektronen- und Neutralteilchenstrahlen im allgemeinen um eine Ordnung größer als bei Laserstrahlen.
- Untersuchte Pulslängen bei Elektronen- und Neutralteilchenstrahlen liegen bei 0.1 bis 100s und damit länger als bei Laserpulszeiten (<20 ms). Bei längerer Einwirkdauer kann die Wärme eine größere Tiefe in der Probe beeinflussen, gegeben durch die thermische Diffusionslänge l_{therm} (Gleichung [24]).
Dieses hat insbesondere Konsequenzen für das thermomechanische Verhalten des Werkstoffes.

In Tab. 11 wird der in dieser Arbeit ermittelte Wärmeflußparameter, $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p}$ Ergebnissen aus Elektronenstrahl- und Neutralteilchenstrahlversuchen gegenübergestellt. Die absorbierte Wärmeflüsse aus Elektronenstrahl (e⁻)- und Neutralteilchenstrahl (n)-Versuche sind nur für die gekennzeichneten Werkstoffen abgeschätzt worden.

Probe	Schädigung	Elektronen- und Neutralteilchenstrahl- Versuche $\Phi \sqrt{t}$ [MW/m ² √s]	Literatur	Laser $\Phi_{abs} \sqrt{t_p}$ [MW/m ² √s]
Metalle				
INCONEL 600	Schmelzen	14 (n) *	/16/	21
CRONIFER 18 10	Schmelzen	15 (n) *	/16/	19
Keramiken				
Si ₃ N ₄	Zersetzung	12 (e ⁻)	/39/	10
AlN	Zersetzung	25 (e ⁻)	/14/	15
SiC-HD	Rißbildung	7.5 (e ⁻)	/13/	11
SiC-HD	Zersetzung	22 (e ⁻)	/39/	20
SiC + AlN	Zersetzung	12 (e ⁻)	/13/	24
SiSiC	Schmelzen			7
Graphite				
EK 98	Sublimation	35 (e ⁻) *	/16/	29
AXF 5Q	Sublimation	35 (e ⁻) *	/16/	40
PYROID <c>	Sublimation			16
PYROID <a>	Rißbildung			42
PYROID <a>	Sublimation	58 (e ⁻) *	/16/,/39/	53
CFC 2D	Sublimation	24 (e ⁻) *	/16/,/39/	20
CFC 4D	Sublimation	40 (e ⁻) *	/16/	45
B ₄ C-CMM	Schmelzen			35
Beschichtete Werkstoffe				
TiC-Molybdän	Schmelzen	32 (e ⁻)	/90/	34
B ₄ C-EK 98	Schmelzen			14

Tab. 11. Vergleich der Belastungsgrenzen zwischen Laser- und Elektronenstrahl(e⁻)- und Neutralteilchenstrahl(n)-Versuchen.: * : absorbierte Leistungsdichte Φ

Wie aus der Tabelle hervorgeht, zeigt sich bei fast allen Werkstoffen eine gute bis sehr gute Übereinstimmung. Vorhandene Differenzen bezüglich der beobachteten Schwellwerte der jeweiligen Werkstoffe können folgende Ursachen haben:

- Volumenabsorptionseffekte bei Elektronenstrahlversuchen /71/,/86/
- bei Isolatoren (z.B. AlN) können elektrische Aufladungseffekte zu lokalen Aufheizungen im Material führen /115/.

Auch bezüglich der Schadensmorphologie sind sehr große Unterschiede zu verzeichnen. Bei den untersuchten Metall-Legierungen beispielsweise sind sowohl beim Elektronen- als auch im Neutralteilchenstrahl-Versuch Stufenversetzungen an Korngrenzen zu beobachten. Diese konnten nach der Laserbelastung nicht beobachtet werden. Bei Neutronen-Bestrahlung kann Schwellen in Stahllegierungen die Lebensdauer des Materials beeinträchtigen /92/.

Bei vielen untersuchten Graphiten im Neutralteilchenteststand /16/ zeigen sich Risse von der Oberfläche und in das Materialinnere hinein. Diese Effekte sind vermutlich auf die längeren Bestrahlungszeiten und die daraus folgenden längeren thermischen Diffusionslängen zurückzuführen. Vor allem aus der thermischen Ausdehnung entstehenden Spannungen hat die längere Pulszeit einen erheblichen Einfluß /78/,/88/,/117/. Dieser Befund ist auch durch Berechnungen thermischer Spannungen bestätigt worden /16/,/40/,/83/,/95/.

Beschichtete Werkstoffe zeigen jedoch unter Elektronen-Bestrahlung ähnlich zur Laser-Bestrahlung eine starke Schädigung durch Rißbildung und zum Versagen der Haftung der Beschichtung /79/,/90/,/101/-/103/.

Laserstrahlversuche an einigen der hier untersuchten Werkstoffen sind mit einem Rubin-Laser /19/ und einem NdYAG-Laser /85/,/87/,/104/ durchgeführt worden. Bei diesen Arbeiten ist die absorbierte Leistungsdichte gleichgesetzt worden mit der ankommenden Strahlleistungsdichte Φ_0 . Ein Vergleich zwischen Belastungsschwellwerten aus Rubin-Laserversuchen ist deshalb schwierig. Es ergaben sich dagegen bezüglich der auftretenden Schädigungen und Schadensmorphologie gute Übereinstimmungen /19/,/116/. Korrigierte Werte aus NdYAG-Laserversuchen mit den hier gemessenen Reflexionsvermögens sind in Tab. 12 aufgelistet:

Probe	Schädigung	NdYAG-Laser andere Arbeiten $\Phi\sqrt{t_p}$ [MW/m ² √s]	Literatur	NdYAG-Laser diese Arbeit $\Phi_{abs}\sqrt{t_p}$ [MW/m ² √s]
Metalle				
INCONEL 600/AISI 316	Schmelzen	19	/104/	20
Graphite				
EK 98	Sublimation	29	/84/	29
AXF-5Q	Sublimation	40	/84/	40
CFC-2d	Sublimation	28	/84/	20
PYROID <a>	Sublimation	71	/84/	53

Tab. 12. Vergleich der Belastungsgrenzen aus zwei NdYAG-Laserteststände

Die Ergebnisse zwischen den untersuchten NdYAG-Lasern weisen, pyrolytischer Graphit ausgenommen, sehr gute Übereinstimmungen bezüglich der beobachteten Belastungsgrenzen.

Schlußfolgernd lassen sich Belastungsgrenzen bezüglich der beobachteten Schädigungen aus diesen Ergebnissen durch $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t_p}$ quantifizieren. Daher eignen sich solche thermoschockartigen Laserstrahlexperimente zur Ermittlung von Belastungsgrenzen und zur Beurteilung von Oberflächenschädigungen. Voraussetzung ist lediglich ein Kenntnis des jeweiligen Absorptionsvermögens aus Reflexionsmessungen.

4.6.1. Vergleich einiger Graphite unter Laser- und Elektronenstrahlbelastungen

Ein wichtiger Teil dieser Arbeit war es, die Schädigungsstruktur im Laserstrahl- und Elektronenstrahlversuch zu vergleichen. Direkte Vergleichsexperimente waren bisher, wegen der unterschiedlichen Belastungsparameter nicht zahlreich. Insbesondere konnten Pulslängen im Millisekundenbereich nicht im Elektronenstrahlversuch erreicht werden.

Ein direkter Vergleich zwischen Laserstrahl- und Elektronenstrahlbelastungen bei disruptionsrelevanten Thermoschockbedingungen ließen sich mit der hier verwendeten Laserversuchsanlage und einer Elektronenstrahlanlage durchführen. Beim Elektronenstrahltest wurde die 400kW-JEBIS (Jaeri Electron Beam Irradiation Stand) im Forschungszentrum JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) eingesetzt. Eine Pulslänge von $t_p \geq 5$ ms wurde an beiden Anlagen fest vorgegeben /91/.

Bei diesen Untersuchungen wurde zum Vergleich das jeweilige Ausmaß der Erosion herangezogen. Die Laser- und Elektronenstrahlversuchsbedingungen sind in Tab. 13 wiedergegeben.

Parameter	NdYAG-Laserstrahl	JEBIS-Elektronenstrahl
Leistungsdichten [MW/m ²]	1200 (Strahldurchmesser 1.5 mm) 1800 (Strahldurchmesser 1.2 mm)	1200 (Strahldurchmesser 10 mm) 1800 (Strahldurchmesser 10 mm)
Pulsdauer [ms]	5	5
Umgebung	Luft	Vakuum (p = 3 · 10 ⁻⁴ bar)

Tab. 13. Angaben der Versuchsbedingungen

Besonders interessant waren in diesen Untersuchungen die Belastungen an verschiedenen Graphiten. Folgende Werkstoffe wurden verglichen:

- Feinkorngraphite EK 98, AXF 5Q (POCO) und V 1325
- Kohlenstofffaserverstärkter Graphit FMI 3-3-3-3 (vierdirektional)
- Pyrolytischer Graphit Aerolor A 05 (a- und c-Richtungen) und PYROID (c-Richtung)
- Borhaltige Graphite S 2508 (3% Bor) und ein Coat-Mix Material auf Borcarbid-Basis (siehe Kapitel 4.2.3.d)

Während beim Elektronenstrahlversuch am JEBIS-Stand ein Strahldurchmesser von etwa 1cm für beide Leistungsdichten eingestellt werden konnte, mußte im Laserstrahlversuch der Strahldurchmesser auf 1.2 bzw. 1.5 mm verringert werden, um die verlangten Energiedichten von 9 bzw. 6 MJ/m² zu erreichen. Wegen des geringen Strahldurchmessers und des daraus folgenden geringen Ausmaß an Massenverlust wurden an verschiedenen Stellen auf einer Probe jeweils 9 bis 12 mal belastet und ein Mittelwert gebildet. Die gemessenen Massenverluste und Kratertiefen bei beiden Testständen sind in den Abbildungen Abb. 52 und Abb. 53 dargestellt. Die gemessenen Werte beziehen sich auf 1 cm², um einen Vergleich herstellen zu können. Verluste durch Reflexion wurden in diesen Messungen nicht berücksichtigt.

Der Massenverlust bei den zwei eingestellten Leistungsdichten unterscheidet sich bei allen Laser-bestrahlten Graphitsorten um den Faktor 2. Auch die Kratertiefe bei den borhaltigen und anisotropen Graphiten ist um einen Faktor 1.5-2 höher je nach Leistungsdichte. Im Gegensatz dazu sind für die gemessenen Kratertiefen bei den Feinkorngraphiten kaum Unterschiede festzustellen. Der pyrolytische Graphit PYROID belastet parallel zur <a>-Richtung hat die geringste Kratertiefe und den geringsten Massenverlust.

Der Massenverlust beim Elektronenstrahleinsatz zeigt bezüglich der Massenverlust und Kratertiefe höhere Werte. Vergleicht man dagegen die relativen Änderungen, so ist qualitativ ein ähnliches Verhalten der Graphitsorten festzustellen. So hat sowohl im Laser- als auch im Elektronenstrahltest der pyrolytische Graphit die geringsten Erosionswerte. Lediglich das Coat-Mix Material auf

Borcarbidbasis zeigt einen auffallenden Unterschied zwischen den beiden Bestrahlungstests.

Für die einzelnen Werkstoffgruppen kann die Schadensmorphologie wie folgt zusammengefaßt werden /91/:

- Der pyrolytische Graphit (Aerolor 05, parallel zur <a>-Richtung) zeigte Delamination sowohl beim 6MJ/m^2 Elektronenstrahl- als auch in beiden Laserexperimenten. Beim 9MJ/m^2 Elektronenstrahltest kam es dagegen zum Bruch.
- Alle weiteren Graphitproben zeigten Mikrorisse in der Kratermitte. Diese Risse beeinträchtigen die mechanische Stabilität der in keinen der Proben. Mikrorisse in und um die Faserbündel bei der FMI-Probe schon sind auch an unbelasteten Stellen der Proben sichtbar
- Die Oberflächen der Erosionskrater zeigten beim Laser-behandelten Proben glattere Flächen als bei Elektronen-bestrahlten Proben.
- Graphite wiesen an den erodierten Oberflächen Kohlenstoffpartikel mit Größen bis zu $100\mu\text{m}$ auf.
- CFC-Werkstoffe zeigten eine bevorzugte Bindererosion zwischen den Fasern.
- Das Coat-Mix Material mit Borcarbid zeigte in beiden Fällen eine starke Aufschmelzung (Abb. 54 und Abb. 55).

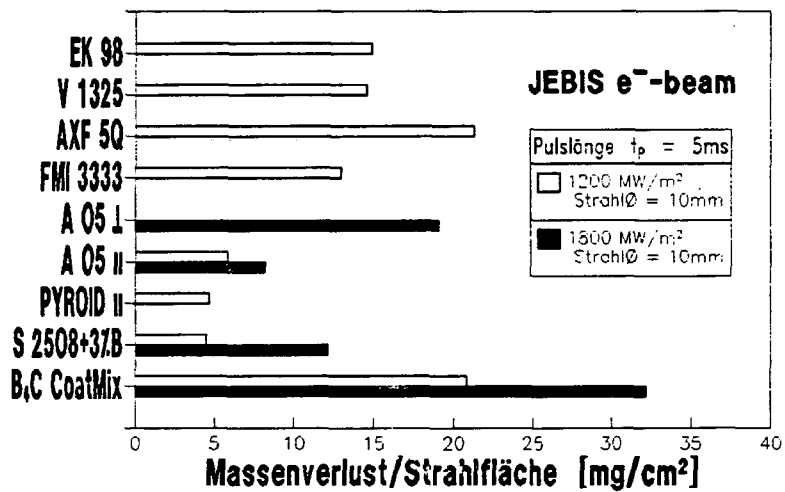
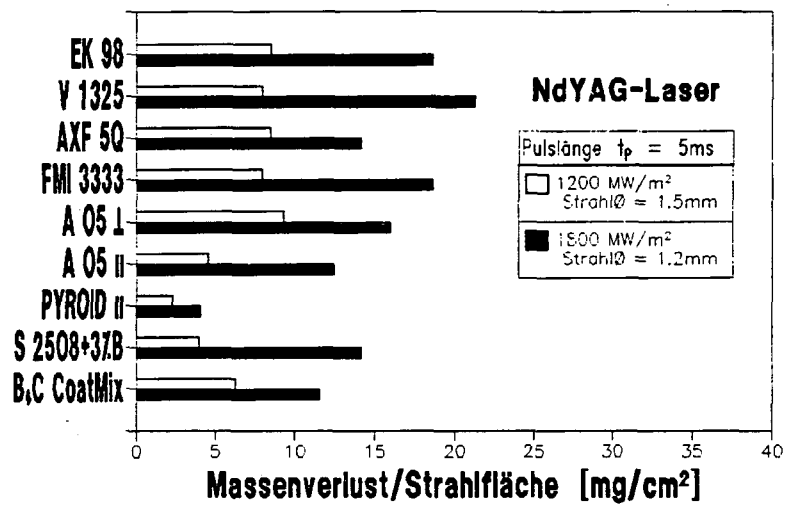


Abb. 52. Massenverlustergebnisse aus NdYAG- und JEBIS-Versuchsständen

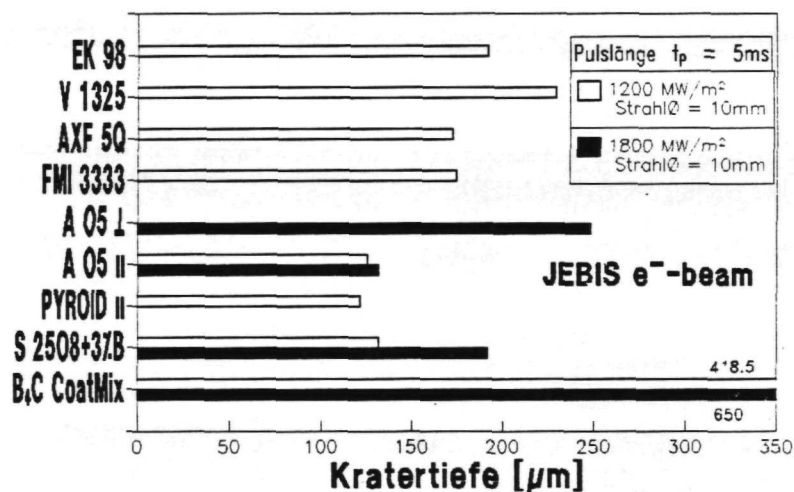
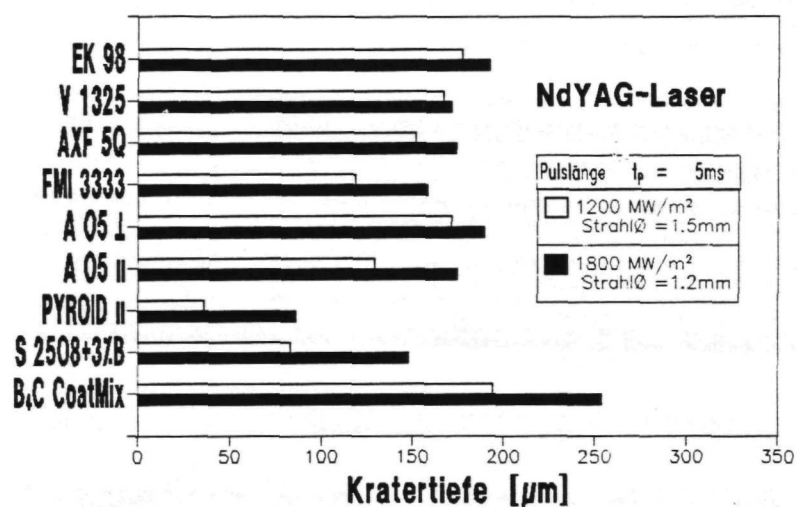


Abb. 53. Ergebnisse der Bestimmung der Kratertiefe

Der quantitativ große Unterschied im Massenverlust zwischen den beiden Strahlarten kann möglicherweise auf folgende Ursachen zurückgeführt werden.

- Eine stärkere Material-Emission beim Elektronenstrahl infolge höherer Ausdehnung unterhalb der Oberfläche
- beim Schmelzen zeigt Borcarbid einen starken Reflexionsanteil bei der Laserbestrahlung (siehe Kapitel 4.2.3). Dieses führt zu einer geringeren Absorption.

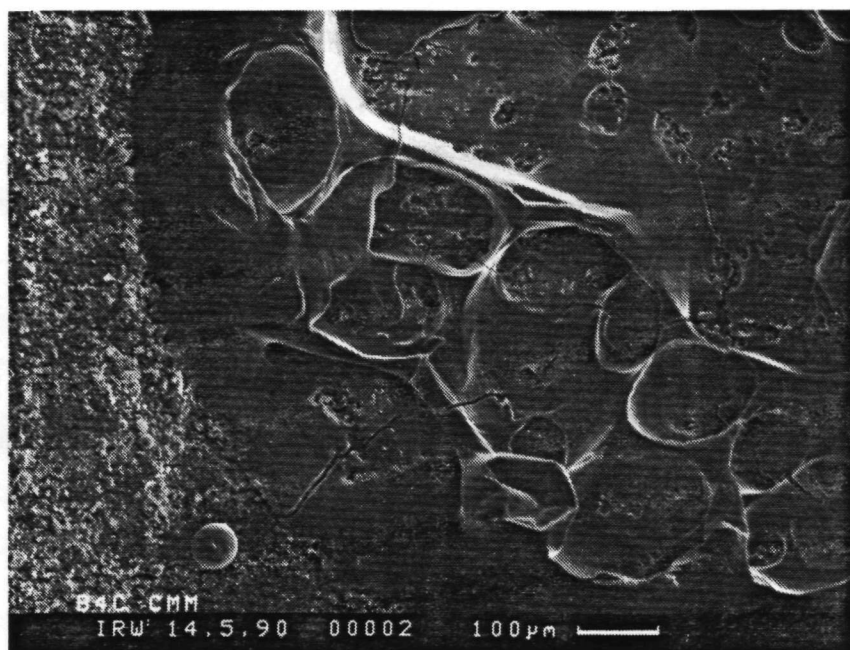


Abb. 54. Borcarbide-CMM, Laserstrahl-belastet:

Leistungsdichte	$\Phi_{\text{abs}} = 1200 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	$t_p = 5 \text{ ms}$
Strahlradius	$r_{\text{Strahl}} = 0.75 \text{ mm}$



Abb. 55. Borcarbide-CMM, Elektronenstrahl-belastet:

Leistungsdichte	$\Phi_{\text{abs}} = 1200 \text{ MW/m}^2$
Pulsdauer	$t_p = 5 \text{ ms}$
Strahlradius	$r_{\text{Strahl}} \approx 5 \text{ mm}$

Abb. 56 zeigt den Zusammenhang zwischen gemessener Erosionstiefe und Wärmeleitfähigkeit bei den verschiedenen Graphiten und CFC. Eine numerische Analyse /72/ ist zum Vergleich miteingezeichnet. Dabei wurde die Wärmeleitfähigkeit der Materialien von Zimmertemperatur bis 1000°C gemittelt. Die Werte sind wie folgt 55 W/mK für V1325, 60 W/mK für A05 (senkrecht), 70 W/mK für EK98, 75 W/mK für AXF 5Q, 110 W/mK für FMI 3-3-3 und 150 W/mK für A05 (parallel).

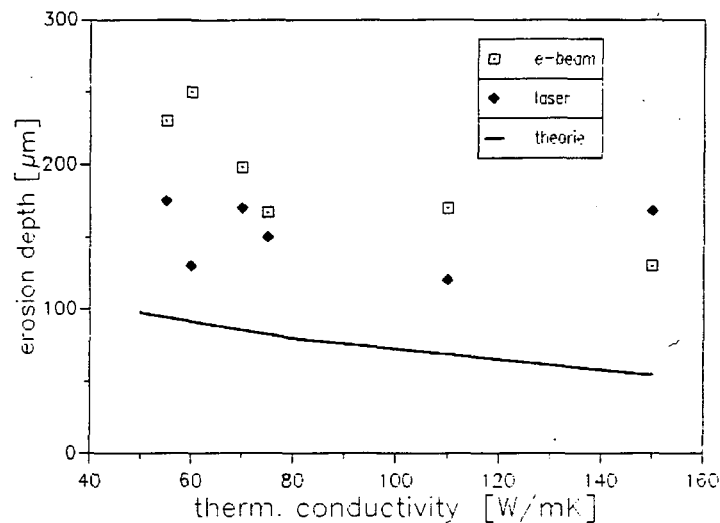


Abb. 56. Vergleich der Erosionstiefe in Abhängigkeit von der Wärmeleitfähigkeit der Graphitproben /72/.

Die experimentellen und berechneten Werte für die Erosionstiefe weisen starke Unterschiede auf. Auch bei Berücksichtigung der Verluste durch Reflexion beim Laserstrahl ($R=0.08-0.18$) und durch Rückstreuielektronen beim Elektronenstrahl ($r \approx 10\%$) können diese Unterschiede nicht erklärt werden. Bei der theoretischen Behandlung sind Fehler durch ungenügende Daten der verschiedenen Werkstoffe möglich. Dazu gehören auch Fehler durch den nicht zu vernachlässigenden Einfluß des Abschirmeffektes von Partikel vor der Proben-Oberfläche.

Schlußfolgernd muß der Unterschied zwischen theoretischen und experimentellen Werten in der Größenordnung 1 bis 2 bei der Frage nach der Lebensdauer mitberücksichtigt werden.

4.7. Bedeutung der Ergebnisse für die Werkstoffauswahl

Die Belastungsgrenzen der hier untersuchten metallischen und nichtmetallischen Werkstoffe beziehen sich auf Oberflächenschäden, die durch Absorption eines NdYAG-Strahls hoher Intensität und kurzer Pulsdauer entstehen. Das Schädigungsverhalten und die ermittelten Belastungsgrenzen wurden mit der beschriebenen Laserstrahl-Methode quantifiziert und mit Ergebnissen aus Elektronen- und Neutralteilchenversuchen verglichen.

In bezug auf die Werkstoffauswahl für Fusionsreaktorkomponenten können danach folgende Schlüsse gezogen werden.

- Die untersuchten Stahllegierungen zeigen Schädigung durch Schmelzen und Rißbildung. Der Wert für die Belastungsgrenze für Schmelzen liegt bei $\Phi_{\text{abs}}\sqrt{t} = 19\text{MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$ bzw. $21\text{MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$. Risse zeigten sich erst oberhalb dieser Schmelzgrenze, in Einklang mit Ergebnissen aus anderen Testständen /73/,/13/. Für den Einsatz von Stahllegierungen in hochbelasteten Wandkomponenten muß für eine Abschirmung gesorgt sein /74/.
- Die untersuchten Nitrid-Keramiken zeigen ein sehr empfindliches Verhalten gegenüber hohen Wärmeflüssen. Mit den Belastungsgrenzen zwischen $10\text{-}15\text{MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$ für Zersetzung ist ein Einsatz dieser Werkstoffe lediglich an niedrig-belasteten Stellen in der Brennkammer möglich/10/. Verdampfendes Material kann einerseits die Plasmastabilität stören und Rißbildung kann andererseits die Werkstoffintegrität beeinflussen. Inwieweit Rißwiderstand beim Siliziumnitrid und Aluminiumnitrid bei hohen Temperaturen eine Rißbildung hemmt, wird untersucht /76/,/77/. Andere Silizium-Nitrid-Modifikationen müssen zusätzlich untersucht werden, da Porosität Mikrorisse und Einlagerungen im Gefüge sich stark auf

das Thermoschockverhalten auswirken.

- Eine deutlich bessere Resistenz gegen thermoschockartige Wärmebelastungen weisen Siliziumcarbide auf. Bei HPSiC ist die Belastungsgrenze ($20 \text{ MW/m}^2 \sqrt{\text{s}}$) ähnlich die der Metalle. Dabei können Zusätze wie Aluminiumnitrid - zur Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit - auch eine positive Auswirkung auf das thermomechanische Verhalten haben ($24 \text{ MW/m}^2 \sqrt{\text{s}}$). Dagegen wirkt sich die Zugabe von Silizium als Binder-Material im siliziuminfiltrierten Werkstoff negativ aus. Der niedrige Schmelzpunkt der Silizium-Phase ist die Ursache für das beobachtete Schmelzen und Verdampfen beim SiSiC.
- Graphite zeigen in Laserbestrahlung-Tests die höchste Resistenz gegen Thermoschockschädigung. Die Hauptschadenskriterien sind Erosion und Rißbildung. Mit Belastungsgrenzen bis zu $53 \text{ MW/m}^2 \sqrt{\text{s}}$ für Sublimation liegen die meisten Werte deutlich über die für Metalle. Aus den Beobachtungen kommen im allgemeinen solche Graphite mit niedrigen thermischen Ausdehnungskoeffizienten und inhomogener Struktur als Anwendungsmaterial in Frage.
- Bei Einzelpulsbelastungen weisen die beschichteten Werkstoffe hohe Belastungsgrenzen auf. Dagegen führen Mehrfachbelastungen verstärkt zum Abplatzen, Schmelzen und zur Rißbildung. Der Vorzug des Borcarbids gegenüber der TiC-Beschichtung bezüglich der niedrigen Kernladungszahl kompensiert größtenteils durch die hohe Belastungsgrenze beim Aufschmelzen des Titancarbids. Beide Schichten neigen unter Mehrfachbelastung jedoch zum Abplatzen, wodurch die Schutzwirkung aufgehoben wird. Aufgrund der vorliegenden Beobachtungen sind diese Schichten für Plasma-Nahe-Komponenten ungeeignet, trotz hohe Belastungsgrenzen für Schmelzen bis zu $34 \text{ MW/m}^2 \sqrt{\text{s}}$.

4.8. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das thermische und strukturelle Verhalten zweier metallischer Legierungen und verschiedener keramischer und graphitischer Werkstoffe unter hohen, kurzzeitigen Wärmebelastungen untersucht. Proben aus diesen Werkstoffgruppen wurden mit einem 10kW NeodymYAG-Laser des ILT Aachen unter fusionsrelevanten Disruptionsbedingungen belastet. Dabei konnten Leistungsdichten von 20 - 12000 MW/M² für Pulslängen von 0.1 - 10 ms erzielt werden. Die räumliche Verteilung ist nahezu homogen für Pulslängen von 0.5-10ms, für kurze Pulslängen weist die Strahlmitte eine lokale Intensitätserhöhung auf. Ein Wärmemodell für thermoschockartige Belastungen wurde aufgestellt, und mit Hilfe eines Finite-Element- Programms wurden Belastungsgrenzen berechnet und den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt.

Von Bedeutung war es, die Belastungsgrenzen der verschiedenen Schädigungen eines Werkstoffes bei verschiedenen Leistungsdichten und Pulszeiten zu quantifizieren. Verluste infolge von Oberflächen- Reflexion wurden bestimmt. Die Ergebnisse können im einzelnen wie folgt zusammengefaßt werden:

Metallische Werkstoffe

- Die Reflexionsvermögens von INCONEL 600 und CRONIFER 18 10 liegen für mittlere Energiedichten (100 - 300 kJ/m²) bei 0.6-0.62. Bei höheren Energiedichten und beim Aufschmelzen der Oberfläche nimmt die Reflexion bis auf Werte von 0.4-0.42 ab.
- Die Metalle zeigen Schäden durch Schmelzen und Rißbildung. Durch Einbeziehung des Reflexionsvermögens konnten Belastungsgrenzen bezüglich der absorbierten Leistungsdichte ermittelt werden. Die Grenze für Schmelzen liegt für INCONEL 600 bei 21 MW/m²√s für CRONIFER 18 10 bei 19 MW/m²√s. Diese Werte liegen höher als die bei Neutral- und Elektronenstrahlversuchen gemessenen.
- Numerische Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit den beobachteten Schmelzgrenzen.

- Rißbildung tritt bei beiden Metallen erst nach Schmelzen infolge plastischer Verformung auf. Neben Rißbildung in der Aufschmelzzone wurde dendritische Rekristallisation beobachtet.

Keramische Werkstoffe

- Das Reflexionsverhalten der keramischen Werkstoffgruppe wird insbesondere bei den Siliziumcarbiden durch das an der Oberfläche freiwerdende Silizium charakterisiert. Hierbei ergibt sich bei hohen Leistungsdichten eine Zunahme des Reflexionsvermögens.
- Die keramischen Werkstoffe zeigen bezüglich der beobachteten Belastungsgrenzwerte niedrigere Werte als die von graphitischen Werkstoffen bzw. Metallen. Dabei heben sich jedoch die Siliziumcarbide von den anderen ab. Begünstigt durch die höhere Wärmeleitfähigkeit zeigt das mit Aluminiumnitrid legierte SiC für Zersetzung ($\Phi\sqrt{t} = 24 \text{ MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$) ein etwas besseres Verhalten als das hochdichte-Material ($\Phi\sqrt{t} = 20 \text{ MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$)

Graphite

- Oberflächenschäden durch Verdampfung und Erosion sind bei allen Graphitsorten beobachtet worden.
- Für die Feinkorngraphite zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit numerischen Berechnungen bezüglich der Belastungsgrenze für Verdampfung. Die Anisotropie bei anderen Werkstoffen auf Kohlenstoff-Basis führt zu Fehlern bei der numerischen Bewertung.
- Anisotrope Graphite zeigen bei bestimmten Belastungsrichtungen eine hohe Resistenz gegen thermoschockartige Belastungen. Pyrolytischer Graphit mit der höchsten Belastungsgrenze für Verdampfung ($\Phi\sqrt{t} = 52 \text{ MW/m}^2\sqrt{\text{s}}$) ist jedoch durch mögliche Delamination der graphitischen Schichtebenen

benachteiligt.

Beschichtete Werkstoffe

- Die beiden untersuchten Schichten, Titancarbid auf Molybdän und Borcarbid auf Graphit zeigten Schädigung durch Aufschmelzen (B_4C), Rißbildung und Abplatzen (TiC) des Schichtmaterials. Molybdän mit Titancarbid hat jedoch in Gegensatz zu Borcarbid einen hohen Schmelzpunkt und deshalb eine höhere Belastungsgrenze beim Aufschmelzen.

Ein weiterer Teil dieser Arbeit wurde insbesondere den graphitischen Werkstoffen mit und ohne Borzusätze gewidmet. Dabei wurden die Ergebnisse aus Laser- und Elektronenstrahlertests unter nahezu identischen Versuchsbedingungen gegenübergestellt.

- In beiden Testständen konnten Energiedichten von 6 bzw. 9 MJ/m² und eine Pulslänge von 5ms realisiert werden.
- Makroskopische Risse entstanden an pyrolitischem Graphit sowohl bei Elektronenstrahl- als auch bei Laserstrahl-Tests. Mikrorisse wurden an den anderen graphitischen Werkstoffen beobachtet.
- Im allgemeinen zeigten Graphite mit hoher Leitfähigkeit ein geringeres Erosionsverhalten als Proben mit geringerer Wärmeleitfähigkeit.
- Graphite und CFC zeigen eine höhere Erosion als theoretisch erwartet. Diese Beobachtung kann noch nicht hinreichend erklärt werden. Mögliche Ursachen können nicht berücksichtigte Materialdaten wie zum Beispiel Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen oder dem Gasdruck zugeschrieben werden.
- Graphitproben mit 3% Bor zeigen unter Laserstrahlbelastung ein deutlich geringeres Erosionsverhalten als unter Elektronen-

strahlbelastung; Reflexionsmessungen beim Aufschmelzen des Borcarbids an der Oberfläche zeigen eine deutliche Steigerung bei Laserbestrahlung.

Mit der in dieser Arbeit verwendeten Lasermethode lassen sich deshalb disruptionsrelevante Belastungsversuche durchführen. Alle Belastungs- und Reflexions-Versuche sind ohne großen apparativen Aufwand und schnell ausführbar. In Verbindung mit anderen Bestrahlungsmethoden können die Ergebnisse aus diesen Lasertests als "screening"-Tests ausgelegt werden.

Literaturzusammenstellung

1. Fusion Technology 1990, Proceedings of the 16th Symposium on Fusion Technology, North Holland 1991
2. Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion, NATO ASI Series B: Physics, (D.E.Post and R.Behrisch Ed., Plenum Press, N.Y. 1986
3. R.Jakeman, R.Matera, G.Vieider: Structural Assessment of the NET/ITER First Wall and Component Testing, Proceedings of the ISFNT-2 Part A, Karlsruhe, 2-7 June, 1991
4. J.F.Schivell, D.J.Grove: Thermal Stress Problems in Tokamak Surfaces, J.Nucl.Mater. Vol.53, 1974, S.107
5. R.Behrisch: Evaporation for Heat Pulses on Ni, Mo, W and ATJ Graphite as First Wall Materials, J.Nucl.Mater Vol.93+94, 1980, S.498
6. G.Vieider, A.Cardella, M.Akiba, R.Matera, R.Watson: ITER Plasma Facing Components, Proceedings of the ISFNT-2 Part A, Karlsruhe, 2-7 June, 1991
7. B.J.Merill, S.C. Jardin, M.C.Caroll, in: 10th Symp. on Fusion Engineering Pennsylvania, 1986, S.1291
8. G.M.McCracken, P.E.Stott: Plasma-Surface Interactions in Tokamaks, Nuclear Fusion, Vol.19, 1979, S.889
9. IAEA Workshop Report: Graphite in High Power Fusion Reactors, 1983
10. H.Ullmaier: Fusion Materials Research: Problems-recent Trends-Present Trends, Fusion Techn. 1990, (B.E.Keen, M.Huguet,R.Hemsworth Ed.), S.155
11. G.P.Pells:
Ceramic Materials for Fusion Reactor Applications,
J.Nucl.Mat, 123, 1984, S.1338
12. H.Bolt, et al: Plasma Induced Material Defects and Threshold Values for Thermal Loads in High Temperatur Resistant Alloys and in Refractory

13. A.Brandstädter, K.Koizlik, J.Linke, H.Nickel: Untersuchungen zum Gefüge und zum thermomechanischen Verhalten ausgesuchter Siliziumcarbidqualitäten im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit in Fusionsreaktoren, Dissertation RWTH Aachen 1990, Jül-2380, Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, 1990
14. H.Bolt, K.Koizlik, J.Linke, H.Nickel: Non-Metallic Materials for Plasma Facing First Wall Components - Status and Further Development, Fusion Eng. and Des., Vol.9, 1989, S.55
15. C.Mingam, H.Luhleich, H.Nickel: Der Einfluß der thermischen Behandlung auf den Binderkoks von Coat-Mix-Material mit SiC-Füller für unterschiedliche Rezepturen und Herstellungsbedingungen, Diss. RWTH Aachen, 1989, Jül. 2302, Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, 1989
16. H.Bolt, T.Kuroda, A.Miyahara, H.Nickel: Verhalten von Kandidatenwerkstoffen für Fusionsanwendungen unter Thermoschockartigen Oberflächenbelastungen, Diss. RWTH Aachen 1988, Jül 2214, Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, 1988
17. J.Linke, H.Bolt, R.Doerner, H.Grübmeier, Y.Hirooka, H.Hoven, C.Mingam, H.Schulze, M.Seki, E.Wallura, T.Weber, J.Winter: Performance of Boron/Carbon first Wall Materials under Fusion Relevant Conditions
18. G.R.Hopkins, R.J.Price: Fusion Reactor Design With Ceramics, Nucl.Eng.Des., Fusion 2, 1985, S.111.
19. R.Benz, A.Naoumidis, H.Nickel: Thermal Schock Testing of Ceramics with Pulsed Laser Irradiation, J.Nucl.Mater Vol.150, 1987, S.128
20. J.G.Van der Laan: Effects of Pulsed Laser Radiation on First Wall Materials, 8th International Conference on Plasma Surface Interactions, May 1988, Jülich

21. R.D.Watson: Structures for Handling a High Heat Flux, in: 9th Intern. al Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, 1990, S.163
22. M.Von Allmen: Coupling of Beam Energy to Solids, in: Laser and Electron Beam Processing of Materials, C.W.White und P.S.Peery (Eds.), Academic Press, 1980, S.6
23. J.M.Ziman: Electrons and Phonons, Clarendon Press, Oxford (1960)
24. American Institute of Physics Handbook, 3rd edition, McGraw Hill (1972)
25. K.Wissenbach: Umwandlungshärten mit CO₂-Laserstrahlung, Dissertation der Technischen Hochschule Darmstadt, D 17, 1985
26. C.Kittel:Einführung in die Festkörperphysik, 6^{te} Auflage (1983)
27. M.Von Allmen et al: AIP Conference Proceedings 50, 43 (1978)
28. J.F.Ready: Effects Due to Absorption of Laser Radiation, J.Appl.Phys., Vol.36, No.2, 1965, S. 462
29. J.R.Ockendon, W.R.Hodgkins: Moving Boundary Problems in Heat Flow and Diffusion, Clarendon Press, Oxford, 1975
30. A.M.Hassanein, G.L.Kulcinski, W.G.Hofer: Dynamics of Melting, Evaporation, and Resolidification of Materials Exposed to Plasma Disruptions, J.Nucl.Mat. 111 & 112, 1982, Seite 554
31. H.Th.Klippel: The Thermal Response of the First Wall of a Fusion Reactor Blanket to Plasma Disruptions ECN-Report, ECN-137, 1983
32. H.S.Carslaw, J.C.Jäger: Conduction of Heat in Solids, Oxford, 2nd edition, 1959
33. J.P.Holman: Heat Transfer, McGraw Hill Publishing Company, 1989, Seite 424
34. VDI-Wärmeatlas: VDI-Verlag, 1988
35. G.P.Merker: Konvektive Wärmeübertragung, Springer Verlag, 1987, S. 326

36. B.A.Boley, J.H.Weiner: Theory of Thermal Stresses,
John Wiley & Sons, Inc. New York, 1985
37. Timoshenko, S.P., Goodier, J.N.: Theory of Elasticity,
McGraw-Hill Kogakusha Ltd., 19
38. R.de Coninck, A.Gijs, M.Snijkers, Rev.int.hautes Temper. Refrac., Vol.16 , 1979, S.294
39. R.De Coninck, M.Snykers: The Resistance against Thermal Shock of Some
Potential Limiter and First Wall Materials For Fusion Devices,
J.Nucl.Mater. 76 & 77, 1978, S. 629
40. M.Ulrickson: Material Selection for TFTR Limiters,
J.Vac.Sci.Techn. 18, 1981, S.1037
41. G.M.McCracken, P.E.Scott: Plasma-Surface Interactions in Tokamaks,
Nucl.Fusion Vol.19, 1979, S.889
42. Siegman, A.E.: Lasers, University Science Books, Mill Valley California, 1981
43. W.Koechner: Solid State Engineering, Springer Series in Optical Sci. Vol.1, 1976
44. LASAG, Bedienungsanleitung des Herstellers
45. U.I.Chang: Critical Thermal Radius in Laser Soldering, in: Lasers in
Materials Processing, E.A.Metzbower (Ed.), American Society for Metals,
Ohio, 1983, S.218
46. G.Treusch, ILT, persönliche Mitteilung
47. G.Kneissl, J.C.Richmond: A Laser Source Integrating Sphere Reflectometer,
NBS Technical Note, Feb.1970
48. Touloukian,Y.S.(ed.): Optical Properties of Matter, Plenum Press, 1970
49. Lovell, D.J.: Integrating Sphere Performance, Labsphere,
Inc. publication, 1981
50. Spektralon Product Data Sheet, Labsphere, Inc. publication, 1989

51. N.Lange: Reflexionsmessungen an metallischen Werkstoffen mit definierten Oberflächenrauigkeiten, Studienarbeit am Lehrstuhl für Lasertechnik RWTH Aachen, 1986
52. R.C.Heckman: Intrinsic Thermocouples in Thermal Diffusivity Experiments, Symposium, Thermophysical Properties, Washington 1977
53. C.D.Henning, R.Parker: Transient Response of an Intrinsic Thermocouple, Transactions of the ASME, May 1967
54. W.J.Parker, R.J.Jenkins, C.P.Butler, G.L.Abbott: Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity, J.Appl.Phys., Vol.32, No.9, 1961, S.1679-1684
55. M.Murabayashi, Y.Takhashi, T.Mukaibo: Measurement of Heat Capacity at High Temperatures by Laser Flash Method, J.Nucl.Sci.and Techn. 7, 1970, 312-316/:
56. VDE/VDI Richtlinien 3511 Techn.Temp.Mess., Feb. 1967
57. Sewell, Granville: A Small General Purpose Finite Element Program, IMSL Technical Report No. 8102, 1981 in: TWODEPEP, Problem-Solving Software System For Partial Differential Equations, Edition 5, IMSL TDP-0005
58. P.W.Chan, Y.W.Chan, H.S.Ng: Phys.Letters Vol.61A, 1977, S.151
59. W.T.Walter: Reflectance Changes of Metals During Laser Irradiation, in: SPIE, Vol.198, Laser Applications in Materials Processing (1979), J.F.Ready (ed.)
60. S.Katayama, A.Matsunawa: Proceedings of Materials Processing, Symposium ICALEO'84, L.I.A. Vol.44, 1985, S. 60
61. O.Kubaschewski, C.B.Alcock: Metallurgical Thermochemistry, Pergamon Press, 5th Edition, 1979
62. G.Ziegler: Thermal Properties and Thermal Shock Resistance of Silicon Nitride, in Progress in Nitrogen Ceramics (Ed. F.L.Riley), 1983
63. P.Bloch, J.C.Glandus: Thermal Shock Resistance of Two Nitride Ceramics, in Progress in Nitrogen Ceramics (Ed. F.L.Riley), 1983

64. H.Hoven, K.Koizlik, J.Linke, H.Nickel, E.Wallura: Materials for High Heat Flux Components of the First Wall in Fusion Reactors, Berichte der Kernforschungsanlage, Jül-2002, Jülich (1985)
65. N.G.Basov, V.A.Boiko, O.N.Krokhin, O.G.Semenov, und G.V.Sklizov: Reduction of Reflection Coefficient For Intense Laser Radiation on Solid Surfaces, Soviet Physics-Technical Physics Vol.13, 1969, S.1581
66. N.A.Rubtsov, E.I.Averkov, A.G.Tarasov: Experimental Investigation of the Reflection Coefficients of Graphites Heated in Different Gaseous Media, High Temperature (USA), Vol.21, 1983, S.64
67. E.P.Roth, R.D.Watson, M.Moss, W.D.Drotning: Thermophysical Properties of Advanced Carbon Materials for Tokamak Limiters, Sand 88-2057, Sandia Report, 1989
68. W.Delle, K.Koizlik, H.Nickel: Graphitische Werkstoffe für den Einsatz in Kernreaktoren, Teil 2, Thiernig Verlag, München, 1983/.
69. R.de Coninck, A.Gijs, M.Snijkers: Rev.int.hautes Temper. Refrac., Fr 16 , 1979, S.294
70. J.G.Van Der Laan: J.Nucl.Mat. Vol., 1990
71. A.T.Nelms: Energie Loss and Range of Elektrons Positrons, Circular 577 NBS, 1966
72. J.G.van der Laan, M.Akiba, A.Hassanein, M.Seki, V.Tanchuk: Prediction for Disruption Erosion of ITER Plasma Facing Components; A Comparison of Experimental and Numerical Results, Proceedings of the ISFNT-2 Part C, Karlsruhe, 2-7 June, 1991
73. D.R. Harris: Radiation Effects, Vol. 101, 1986, S.3
74. U.-C.Paek, F.P. Gagliano: Thermal Analysis of Laser Drilling Processes IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 8, No. 2, 1972.
75. G.Herziger, E.W.Kreutz, K.Wissenbach: Fundamentals of Laser Processing of Materials, in Laser Processing: Fundamentals, Applications, and Systems Engineering, Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering (W.W.Duley, R.Weeks Ed.), Vol.668, 1986, S.2

76. H.Bolt, H.Hoven, E.Kny, K.Koizlik, J.Linke, H.Nickel, E.Wallura:
Plasma Induced Material Defects and Threshold Values for
Thermal Loads in High Temperature Resistant Alloys and in
Refractory Metals for First Wall Application in Fusion Reactors
Berichte der Kernforschungsanlage Jülich,
Jül-2086, Jülich (1986)
77. H.Bolt, H.Hoven, K.Koizlik, J.Linke, H.Nickel, E.Wallura:
Study of Surfaces and Surface Layers on High Temperature
Materials After Short-Time Thermal Loads,
Berichte der Kernforschungsanlage, Jül-2024, Jülich (1985)
78. H.Hoven, K.Koizlik, J.Linke, H.Nickel, E.Wallura:
Materials for High Heat Flux Components of the First Wall in
Fusion Reactors, Berichte der Kernforschungsanlage,
Jül-2002, Jülich (1985)
79. H.Th. Klippel: Thermal Behaviour of Bare and Coated First
Walls under Severe Plasma-Disruption Conditions, Fusion
Engineering and Design 9 (1989) 49-53
80. J.Linke, H.Bolt, H.Hoven, K.Koizlik, H.Nickel, E.Wallura:
Behaviour and Structural Changes of Redeposited Material Due
to Plasma-Wall Interaction, Journal of Nuclear
Materials 141-143 (1986) 198-203
81. A.M.Bonch-Bruevich, Ya.A.Imas, G.S.Romanov, M.N.Libenson,
L.N.Mal'tsev: Effect of a Laser Pulse on the Reflecting Power
of a Metal, Soviet Physics - Technical Physics Vol.13, 1966, S.640
82. G.A.Bolotin: Effect of a Laser Pulse on the Reflecting
Power of a Metal, Opt. Spektrosk., 18, 1965, S.746
83. H.Th.Klippel: The Thermal Response of the First Wall of
a Fusion Reactor Blanket to Plasma Disruptions ECN-Report, ECN-137, 1983
84. J.G.Van der Laan:
Simulation and Analysis of the Response of Carbon Materials to
Off-Normal Heat Loads Accompanying Plasma Disruptions,
ECN-Report, ECN-RX-90-047, 1990

85. J.G.Van der Laan, H.Th.Klippel, J.Bakker, R.C.L. Van der Stad:
Structural and Metallurgical Effects in Stainless Steel for
First Wall Applications in Simulated Plasma Disruptions,
ECN-Report, ECN-RX-90-041, 1990
86. H.Th.Klippel: Surface Melting and Evaporation in Particle-Beam
Simulation Experiments. Persönliche Mitteilung
87. J.G.Van der Laan: Effects of Pulsed Laser Radiation on First Wall Materials.
in: 8th International Conference on Plasma Surface Interactions,
2-6 Mai 1988, Jülich
88. K.Koizlik, H.Bolt, H.Hoven, J.Linke, H.Nickel, E.Wallura:
Materials for the Plasma Facing Side of the First Wall of
Fusion Devices - High Heat Flux Tests and Electron Beam
Profile Measurements -, 15 th Symposium on Fusion
Technology 19-23 September 1988, Utrecht, The Netherlands
89. G.Hopkins, P.Trester, J.Whitley:
Structured Composite Limiters for Ablation Control in Fusion
Devices, J. Nucl. Mat. 103 + 104, 1981, 211-216
90. E.Wallura, H.Hoven, E.Kny, K.Koizlik:
Untersuchung und Bewertung der nach Elektronenstrahlbelastung
auftretenden Schäden an TiC- und TiN-Schutzschichten auf
Molybdän für Hochbelastete Erste-Wand-Komponenten von
Fusionsmaschinen, Sonderbände der Praktischen
Metallographie Band 18, Fortschritte in der
Metallographie, 1987, S.587
91. J.Linke, M.Akiba, M.Araki, A.Benz, H.Bolt, H.Hoven,
K.Koizlik, H.Nickel, M.Seki, E.Wallura:
Disruption Simulation Experiments in Electron and Laser
Beam Facilities, in: Fusion Technology 1990, Proceedings of the
16th Symposium on Fusion Technology, B.E.Keen, M.Huguet,
R.Hemmsworth (Eds.), 3-7 September 1990, London
92. R.F.Mattas, F.A.Garner, M.L.Grossbeck, P.J.Maziasz, G.R.Odette, R.E.Stoller:
The Impact of Swelling on Fusion Reactor First Wall Lifetime,
J.Nucl.Mat. 122 + 123, 1984, S.230

93. F.Porz, G.Grathwohl, F.Thümmeler: SiC as a Structural Material in the Plasma Chamber of Nuclear Fusion Reactors, Mater. Sci. and Eng. 71 1985, S.273
94. M.Okada: Thermal and Mechanical Properties of Vapour-Deposited TiC Coatings for the First Wall of a Fusion Reactor, Thin Sol. Films 108, 1983, S.373
95. J.F.Schivell, D.J.Grove: Thermal Stress Problems in Tokamak Surfaces, J.Nucl.Mat. 53, 1974, S.107
96. W.G.Wolfer, A.M.Hassanein: On Melt Layer Stability Following a Plasma Disruption, J.Nucl.Mat. 111 + 112, 1982, S.560
97. F.Mast, H.Vernickel: Scaling Laws for Thermal Behaviour of Inertially Cooled Limiters Allowing for Temperature-Dependent Material Properties, J.Nucl.Mat. 111 + 112, 1982, S.566
98. M.Lax: Temperature Rise Induced by a Laser Beam, J.Appl.Phys. Vol.48, No.9, 1977, S.3919
99. K.Brugger: Exact Solution for the Temperature Rise in a Laser-Heated Slab, J.Appl.Phys., Vol.43, 1972, S.577
100. H.Bolt, A.Miyahara, M.Miyake, T.Yamamoto: Simulation of Tokamak Runaway-Electron Events, J.Nucl.Mat. 151, 1987, S.48
101. T.Iseki, M.Ishida, H.Suzuki: Thermal Shock Behavior of SiC Coatings for Fusion Reactor Applications, J.Nucl.Sci. and Techn. Vol. 19, 1982, S.587
102. K.Nakamura, R.Yamada, M.Saidoh, Y.Murakami: Thermal Shock Testing of Low-Z Coatings for JT-60, J.Nucl.Mat. 111 + 112, 1982, S.852
103. S.Katayama and A.Matsunawa: Proceedings of the Materials Processing Symposium ICALEO'84, L.I.A. Vol. 44 (1985) p.60-67
104. J.G.Van Der Laan et al.: Structural and Metallurgical Effects in Stainless Steel for First Wall Applications in Simulated Plasma Disruptions, ECN-Report, ECN-RX--90-041, 1990

105. Y.S. Touloukian (ed.): Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, Vol. 1,2,4 und 5, MacMillan Co. 1967
106. Y.S. Touloukian, E.H. Buyko: Thermophysical Properties of Matter, Specific Heat, Vol. 4, 5, Plenum Press 1970
107. Y.S. Touloukian, R.W. Powell, C.Y. Ho, P.G. Klemens: Thermophysical Properties of Matter, Thermal Conductivity, Vol. 1, 2, Plenum Press 1970
108. J.Linke, H.Bolt, et al.: Performance of Boron/Carbon First Wall Materials under Fusion Relevant Conditions.
109. High Performance Materials, Vereinigte Deutsche Metallwerke AG Nickel-Technology Division, Publ. No. N 5041 85-06, 1985
110. B.A.Thiele, K.Koizlik: Neutron Irradiation for Fusion Application in a Material Test Reactor and Spallation Neutron Source, High Tech Ceramics, P.Vincenzini (Ed.), Elsevier-Science Publishers B.V., Amsterdam, 1987, S.2971
111. The Properties and Applications of INCONEL Alloy 600, Henry Wiggin and Company Ltd.
112. F.W.Clinard: Ceramics for Applications in Fusion Systems, J.Nucl.Mater., Vol.63, 1976, S.1
113. J.Winter, J.Nucl.Mater., Vol.162-164, 1989, S.713
114. L.E.Greenwald, E.M.Breinan, B.H.Kear: Heat Transfer Properties and Microstructures of Laser Surface Melted Alloys, United Technologies Research Center Brochure, 1979
115. A.C.Greenwald, A.R.Kirkpatrick, R.G.Little, J.A.Minnucci: J.Appl.Phys., Vol.50, 1979, S.783
116. R.Benz,A.Naoumidis: Comparison of TiC and SiC Coatings under Laser Irradiated Thermal Shock Testing, Technische Notiz, IRW-TN-23/84, 1984
117. W.Delle, J.Linke, H.Nickel, E.Wallura: Comparison of High Purity Fine Grain Graphites From Different Suppliers with Regard to Physical, Mechanical and Thermal Properties, Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich-Nr.401, 1987

118. H.R.Maier: Leitfaden Technische Keramik; Werkstoffkunde II, Keramik, Selbstverlag, Aachen 1991.

Anhang A. Material Eigenschaften

Metalle:

Eigenschaften	INCONEL 600/CRONIFER 18 10
Dichte $\rho(T)$ [g/cm ³]	$8.54 - 3.833 \cdot 10^{-4} T$
In der Schmelze $\rho_l(T)$ [g/cm ³]	$7.433 + 3.93 \cdot 10^{-5} T^{-1} - 1.801 \cdot 10^{-7} T^2$
Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$ [W/cm K]	$T \leq 365 \text{ K} \quad 0.1095 + 1.402 \cdot 10^{-4} T$ $365 \text{ K} < T \leq 811 \text{ K} \quad 9.923 \cdot 10^{-2} + 1.584 \cdot 10^{-4} T$ $811 \text{ K} < T \leq 1700 \text{ K} \quad 7.416 \cdot 10^{-2} + 1.823 \cdot 10^{-4} T$
Spezifischer Wärme $c(T)$ [J/g K]	$T \leq 330 \text{ K} \quad 0.239 + 6.753 \cdot 10^{-4} T$ $330 \text{ K} < T \leq 755 \text{ K} \quad 3.944 \cdot 10^{-1} + 1.970 \cdot 10^{-4} T$ $755 \text{ K} < T \leq 1700 \text{ K} \quad 3.37 \cdot 10^{-1} + 2.553 \cdot 10^{-4} T$ $1700 \text{ K} < T \quad 0.775$
Schmelztemperatur T_{Sch} [K]	1700

Keramiken:

Eigenschaften	AlN	Si ₃ N ₄	SiC
Dichte $\rho(T)$ [g/cm ³]	3.26	2.37	3.21
Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$ [W/cm K] $293 \text{ K} < T < T_Z$	$0.642 - 1.033 \cdot 10^{-3} T$ $+ 0.796 \cdot 10^{-6} T^2$ $- 0.198 \cdot 10^{-9} T^3$	$0.194 + 2.765 \cdot 10^{-4} T$ $- 1.657 \cdot 10^{-3} T^{-2}$ $- 6.868 \cdot 10^{-8} T^2$	$-2.01 \cdot 10^{-4} T + 0.4689$
Spezifischer Wärme $c(T)$ [J/g K] $290 \text{ K} < T < t_Z$	$-0.36 + 10.73 \cdot 10^{-3} T$ $- 14.52 \cdot 10^{-6} T^2$ $+ 9.65 \cdot 10^{-9} T^3$ $- 3.08 \cdot 10^{-12} T^4$ $+ 0.38 \cdot 10^{-15} T^5$	$0.55 + 7.8 \cdot 10^{-4} T$ $-4.7 \cdot 10^{-3} T^{-2}$ $1.98 \cdot 10^{-7} T^2$	$12.139 + 0.466 \cdot 10^{-3} T$ $-11.76 \cdot 10^5 T^{-2}$ $1.961 \cdot 10^8 T^{-3}$
Bruchfestigkeit σ_f [MPa]	360	600	610
lineare Ausdehnungskoeffizient $\alpha(T)$ [10 ⁻⁶ 1/K]	$2.7(0.00061 T + 0.8)$	$3.0(0.001 T + 1.0)$	$4.2(0.00056 T + 1.4)$
Zersetzungstemperatur T_Z [K]	2600	2100	2400

Graphite:

Eigenschaften	EK98/AXF 5Q	PYROID	CFC
Dichte $\rho(T)$ [g/cm ³]	1.86	1.75	
Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$ [W/cm K]	$(1.0036 \cdot 10^{-3} T + 0.9194)^{-1}$	$5 \cdot \lambda_{EK98}$	$T < 673 \text{ K}$ $16.0 + 1.86 \cdot 10^{-2} T$ $T \geq 673 \text{ K}$ 23.44
Spezifischer Wärme $c(T)$ [J/g K]	$T < 2000 \text{ K}$ $-0.209 + 3.94 \cdot 10^{-3} T$ $-2.5 \cdot 10^{-6} T^2$ $+ 5.6 \cdot 10^{-10} T^3$ $T \geq 2000 \text{ K}$ $1.89 + 1.26 \cdot 10^{-4} T$	$0.5-0.43$ $T \exp(-T/600)$	$0.5-0.43$ $\exp(-T/600)$
Verdampfungstemperatur T_e	3873	3873	3873
Latente Verdampfungswärme H_e [J/g]	63000	63000	59100

Beschichtete Werkstoffe

Eigenschaften	TiC	Mo	B ₄ C
Dichte ρ [g/cm ³]	4.9	10.2	2.5
Wärmeleitfähigkeit λ [W/cm K]	40	110	20
Spezifischer Wärme c [J/g K]	0.56	0.26	2.0
Schmelztemperatur T_{Sch} [K]	3500	2890	

Anhang B. Gemessene Reflexionsspektren

Die nachfolgende Abbildungen geben die Reflexionswerte für alle Wellenlängen zwischen 0,8 und 2,0 μm . Die Proben wurden nicht vorher präpariert. Die Messungen wurden an einem PERKIN-ELMAR Spektrometer (FT-IR 1725 X, Lambda 9) durchgeführt. Dieses Gerät erlaubt die Aufnahme der Reflexionsvermögens in den Spektralbereichen vom ultravioleten bis zum infraroten. Es wurde für jede Probe zwischen 850 nm und 2000 nm gemessen. Der Kupferspiegel wurde als Referenzprobe bei der Ermittlung der Reflexionsvermögens bei hohen Strahlintensitäten verwendet.

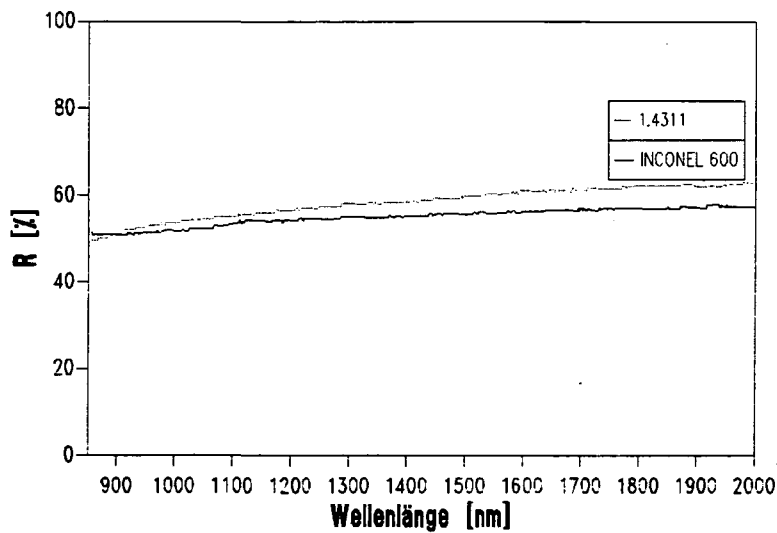


Abb. 57. Gemessene Reflexionsspektren für metallische Werkstoffe

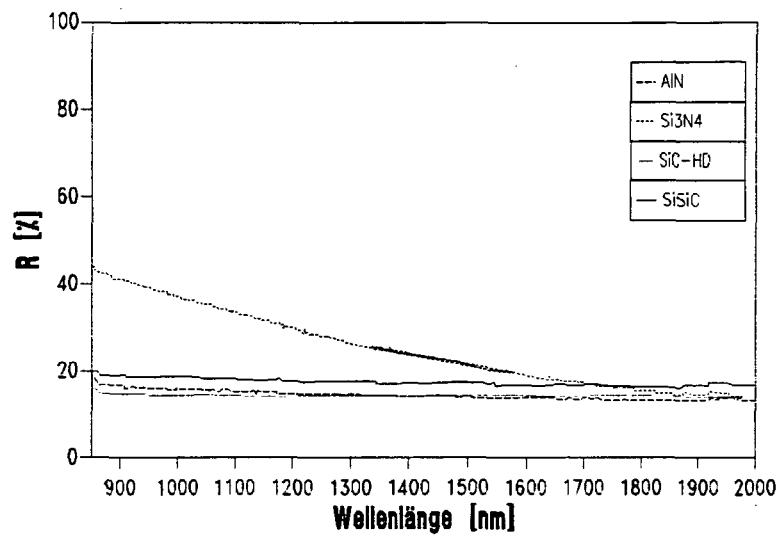


Abb. 58. Gemessene Reflexionsspektren für keramische Werkstoffe

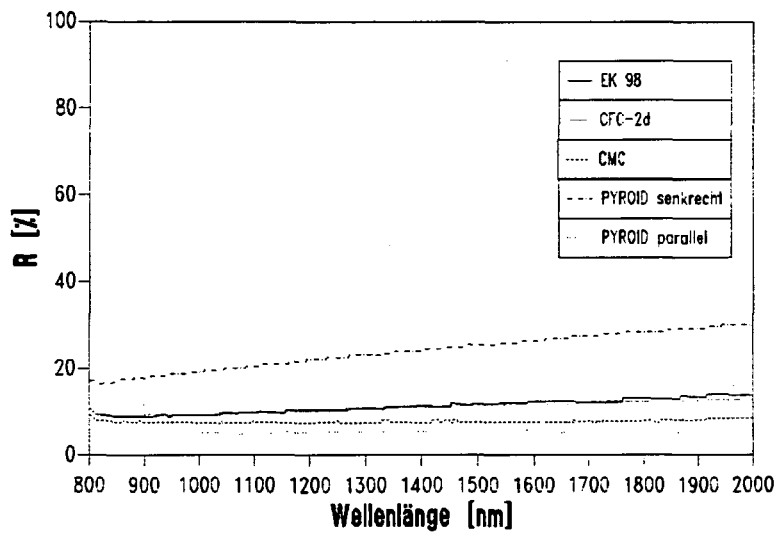


Abb. 59. Gemessene Reflexionsspektren für einige graphitische Werkstoffe

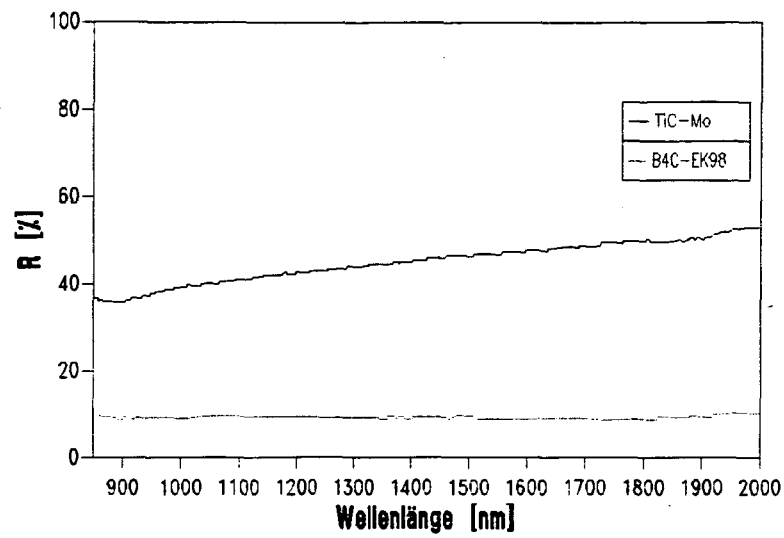


Abb. 60. Gemessene Reflexionsspektren für die beschichtete Werkstoffe

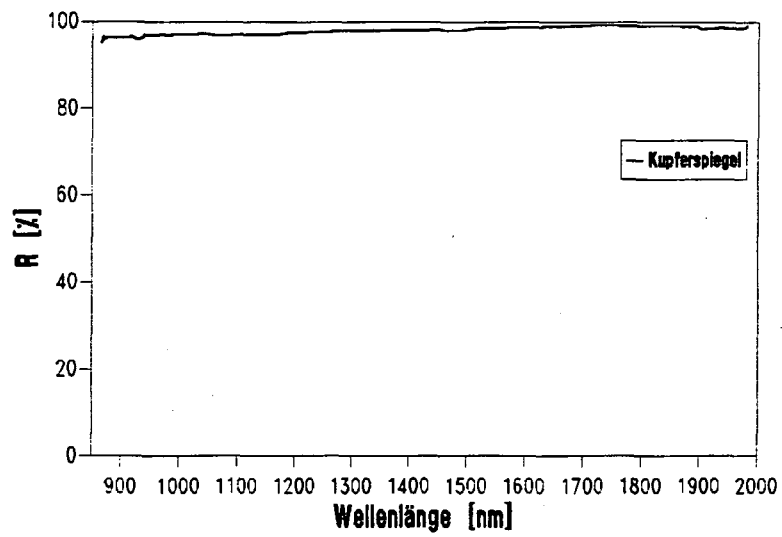


Abb. 61. Gemessenes Reflexionsspektrum für eine polierte Kupferscheibe

Anhang C. Das zwei-dimensionale Finite-Element Program

TWODEPEP

Im folgenden sind die Programme zur Berechnung von Temperaturprofile (am Beispiel für EK 98) und thermische Spannungen (am Beispiel Siliziumnitrid) aufgelistet.

```

1 120 909425
.....
.....
****
****
**** GRUNDMATERIAL: EK 98
****
**** Q,CP,RHO,LAM : F(T)
****
**** FLUSSDICHTE : 50 MW/M2
****
.....
****
OXX CON(U)*UX*X
OXX/U DCON(U)*UX*X
OXX/UX CON(U)*X
OXY CON(U)*UY*X
OXY/U DCON(U)*UY*X
OXY/UY CON(U)*X
*****
****
C1 DXCP(U)*X
****
**** U0 = ANFANGSTEMPERATUR IN KELVIN
U0 293.15D0
****
****
VXY 0.00D0 0.00D0 0.88D0 0.00D0 1.0D0 0.0D0 1.0D0 1.0D0
VXY 0.88D0 1.0D0 0.00D0 1.0D0 0.45D0 0.5D0 0.94D0 0.5D0
IABC 1 2 7 5 6 7 6 1 7 2 3 8 3 4 8 4 5 8
IABC 5 2 8
I 1 0 3 4 5 6 7 0
****
ARC = 7
GB1 (Q(X,T)-EVAP(U,T)-RAD(U,T))*X
GB1/U -(DEVAP(U,T) + DRAD(U,T))*X
****
ALPHA 1
****
T0 0.0D0
TF 2.0D-3
****
**** KONST. ZEITSCHRITTE
DT 2.0D-3/45.0D0
DTINV 1/TSTEP(T)
****
QUARTICS 1
****
NUPDT 1
****
**** OUTPUT STEUERUNG
XA 0.6d0
YA 0.95D0
HX 0.02D0
HY 0.001D0
****
NOUT 1
.....
**** FUER DIE WEITERBEARBEITUNG BEI DER THERM. SPANNUNGSBERECHNUNG
**** MWR 8

```

.....
MWR 9
.....

....
UPRINT (U - 273.0D0)
.....

....
PLOT 1
....

ADD.

C -----
C --- HIER FOLGEN DIE UNTERPROGRAMME
C -----

DOUBLE PRECISION FUNCTION Q(X,T)
DOUBLE PRECISION T
DOUBLE PRECISION A,B,C,D,E,F,X,R
IF (T.LE.1.00D-3) THEN
C Q = WAERMESTROMDICHTHE IN W/(CM*CM)
C FOR FLAT-PROFIL
Q = (1-0.072D0)*4.4209D3
ELSE
Q = 0.0D0
ENDIF
RETURN
END

C -----
DOUBLE PRECISION FUNCTION EVAP(U,T)
DOUBLE PRECISION U,DELTA,T,AB,BC,CD
C VERDAMPFUNGSWAERME IN W/(CM*CM)
IF (U.GT.3873.0D0) THEN
AB = 1.40D13*5.8331D-2*DSQRT(12.0D0)
BC = DEXP(-92000.0D0/U)
CD = DSQRT(1/U)
DELTA = AB*BC*CD
EVAP = 63000.0D0*DELTA
ELSE
EVAP = 0.0D0
ENDIF
RETURN
END

C -----
DOUBLE PRECISION FUNCTION DEVAP(U,T)
DOUBLE PRECISION U,DDELT,T,AB,AA,AC,BC,BD
IF (U.GT.3873.0D0) THEN
AB = 1.40D13*5.8331D-2*DSQRT(12.0D0)
AA = 92000.0D0/(U**2)
AC = DEXP(-92000.0D0/U)
BC = DSQRT(1/U)
DDELT = AB*AC*((AA*BC)+((-0.5D0)*U**(-1.5D0)))
DEVAP = 63000.0D0*DDELT
ELSE
DEVAP = 0.0D0
ENDIF
RETURN
END

C -----
DOUBLE PRECISION FUNCTION RAD(U,T)
DOUBLE PRECISION U,T
C STRAHLUNGSVERLUSTE IN W/(CM*CM)
IF (U.GT.3873.0D0) THEN
RAD = 0.8D0*5.67D-12*(U**4 - 7.37D9)
ELSE
RAD = 0.0D0
ENDIF
RETURN
END

C -----
DOUBLE PRECISION FUNCTION DRAD(U,T)
DOUBLE PRECISION U,T,AA
C STRAHLUNGSVERLUSTE IN W/(CM*CM)

```

      IF (U.GT.3873.0D0) THEN
      AA = 4.0D0*0.8D0*5.67D-12
      DRAD = AA*U**3
      ELSE
      DRAD = 0.0D0
      ENDIF
      RETURN
      END
C-----
      DOUBLE PRECISION FUNCTION TSTEP(T)

      DOUBLE PRECISION T
      DOUBLE PRECISION T1,T2,T3,T4,T5
      DOUBLE PRECISION DT1,DT2,DT3,DT4,DT5
C   ZEITPUNKTE BEI DENEN SICH DIE ZEITSCHRITTWEITE AENDERT

      DATA NFIRST/0/
      IF (NFIRST.EQ.0) THEN
      NFIRST = 1

****   FUER TP= 1MS
      T1 = 5.0D-5
      T2 = 2.0D-4
      T3 = 8.0D-4
      T4 = 1.0D-3
      T5 = 2.0D-3
C   ZEITSCHRITTWEITEN
C
      DT1 = 1.0D-5
      DT2 = 1.5D-5
      DT3 = 6.0D-5
      DT4 = 2.0D-5
      DT5 = 1.0D-4
      ENDIF
C   HIERAUS FOLGT: NT = T1/DT1 + (T2-T1)/DT2 + (T3-T2)/DT3 + (T4-T3)/DT4
C                   + (T5-T4)/DT5
C           NT = 5 + 10 + 10 + 10 + 10 = 45
C           T0 = 0
C           TF = T4

C --> BESTIMMUNG VON DT:  DT = TF/NT

      IF (T.LE.T1) THEN
      TSTEP = DT1
      ENDIF
      IF ((T.GT.T1).AND.(T.LE.T2)) THEN
      TSTEP = DT2
      ENDIF
      IF ((T.GT.T2).AND.(T.LE.T3)) THEN
      TSTEP = DT3
      ENDIF
      IF ((T.GT.T3).AND.(T.LE.T4)) THEN
      TSTEP = DT4
      ENDIF
      IF ((T.GT.T4).AND.(T.LE.T5)) THEN
      TSTEP = DT5
      ENDIF
C   IF ((T.GT.T5).AND.(T.LE.T6)) THEN
C   TSTEP = DT6
C   ENDIF
      RETURN
      END
C-----
      DOUBLE PRECISION FUNCTION DX(U)
      DOUBLE PRECISION U
C   DICHTEN IN G/CM3 = M
      DX = 1.86D0
      RETURN
      END
C-----

```

```

DOUBLE PRECISION FUNCTION DDX(U)
DOUBLE PRECISION U
DDX = 0.0D0
RETURN
END
C -----
DOUBLE PRECISION FUNCTION DXCP(U)

DOUBLE PRECISION U
DOUBLE PRECISION M,N,O,P,Q

C DICHTE IN G/CM3 = M
C CP IN WS/GK
M = 1.86D0
N = -2.09D-1
O = 3.94D-3
P = -2.50D-6
Q = 5.60D-10
IF (U.LE.2000.0D0) DXCP = M*((N+(O*U)+(P*U**2)+(Q*U**3)))
IF (U.GT.2000.0D0) DXCP = M*((1.89D0+(1.26D-4)*U))
RETURN
END
C -----
DOUBLE PRECISION FUNCTION CON(U)
DOUBLE PRECISION U
CON = (((1.0036D-3*U) + 0.9194D0)**(-1))
RETURN
END
C -----
DOUBLE PRECISION FUNCTION DCON(U)
DOUBLE PRECISION U
DCON = -1.0036D-3*(((1.0036D-3*U) + 0.9194D0)**(-2))
RETURN
END
C -----
END.

2 100 909425
.....
***** SPANNUNGSBERECHNUNG MIT DER BERECHNETEN TEMPERATUR
***** FUER SILIZIUMNITRID
*****
.....

OXX E(1)*(UX - THERM(X,Y)) + E(2)*(VY - THERM(X,Y))
OXY E(3)*(UY + VX)
OYX E(3)*(UY + VX)
OYY E(1)*(VY - THERM(X,Y)) + E(2)*(UX - THERM(X,Y))
VXY 0.00D0 0.00D0 0.88D0 0.00D0 1.0D0 0.0D0 1.0D0 1.0D0
VXY 0.88D0 1.0D0 0.00D0 1.0D0 0.45D0 0.5D0 0.94D0 0.5D0
IABC 1 2 7 2 5 7 5 6 7 6 1 7 2 3 8 3 4 8 4 5 8
IABC 5 2 8
I 1 0 3 4 5 6 7 0
NX 20
NY 50
XA 0.0D0
YA 0.0D0
HX 0.050
HY 0.02D0
SYMMETRY 1
MWR 9
ADD.
.....
DOUBLE PRECISION FUNCTION THERM(X,Y,u)
DOUBLE PRECISION X,Y,W,WX,WY,WSTO
DIMENSION WSTO(21,51)
DATA WSTO(1,1)/-75.75D0/
CALL TDREAD(8,38,1,WSTO,X,Y,W,WX,WY)
C WAERMEAUSDEHNUNGSKOEFFIZIENT IN 1/DEG C fuer si3n4

```

```

ALPHA = 3.0D-6*(0.001*u+1)
THERM = ALPHA*W
RETURN
END
.....
DOUBLEPRECISION FUNCTION E(I)
DOUBLEPRECISION EM,NU
***** SI3N4
EM = 18D3
NU = 0.25
GO TO (1,2,3), I
1 E = EM / (1.0D0 - NU**2)
RETURN
2 E = EM*NU / (1.0D0 - NU**2)
RETURN
3 E = EM / (1.0D0 - NU) / 2.0D0
RETURN
END
END.

```

Die Autoren bedanken sich bei Herrn Prof. Dr. G. Herziger und insbesondere bei den Herren Dr. E.W. Kreutz, Dr. G. Treusch und Dr. K. Wissenbach, Institut für Lasertechnik der Fraunhofer-Gesellschaft in Aachen, für die hilfreiche Unterstützung und Bereitstellung der Laser und Meßgeräte für alle experimentellen Versuche.