

**Betrachtungen über die chemische Erosion
von Graphit in Wasserstoffplasmen**

Thomas Richter

IPP 5/55

Februar 1994



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

**Betrachtungen über die chemische
Erosion von Graphit in
Wasserstoffplasmen**

Thomas Richter

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Garching bei München

Februar 1994

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Ein Modell zum elektroneninduzierten Ätzen von Graphit in Wasserstoff	2
3. Anwendung des Ätzmodells auf die Verhältnisse an ASDEX-Upgrade	5
4. Schlußfolgerungen	7
Literaturverzeichnis	7
Abbildungen	10

Abstract

Recent experimental investigations of carbon erosion in ASDEX Upgrade showed that not only physical sputtering but also chemical erosion greatly contributes to the rate of graphite release from the walls in this tokamak.

This report contains a model of chemical dry etching of graphite in hydrogen which describes the temperature dependence of the etching rate, taking into account the transition from CH_4 to CH as the main etching product with increasing graphite temperature. The model has been developed and tested some years ago in connection with low-temperature dry etching experiments in hydrogen glow discharges where it was shown that the etching rate R is a non-monotonic function of the graphite temperature with a minimum in the range between 250 K and 290 K. R forms a high plateau for graphite temperatures above 450 K. Possible application to fusion experiments like ASDEX Upgrade, which use carbon tiles on plasma exposed surfaces, are discussed.

1. Einleitung

Im Zusammenhang mit der Verwendung von Graphit als Wandmaterial im Tokamak ASDEX-Upgrade gibt es auf Grund aktueller Befunde bezüglich der Kohlenwasserstoffproduktion in ASDEX-Upgrade neuerdings eine breitgefächerte Diskussion um die Natur der Graphiterosion an Tokamakwänden. Ziel ist es, diese Erosion so gering wie möglich zu halten, um so einem unerwünschten Eindringen von Kohlenstoff in das Kernplasma des Tokamaks vorzubeugen.

Die vorliegende Arbeit versteht sich als ein Beitrag zu dieser Kohlenwasserstoffdiskussion. Es wird im folgenden ein bereits vor einigen Jahren gemeinsam mit PFAU und RUTSCHER entwickeltes Modell zum elektroneninduzierten Ätzen von Graphit in Wasserstoff [1,2] vorgestellt und auf die Verhältnisse in ASDEX-Upgrade angewandt.

Verwiesen sei an dieser Stelle ausdrücklich auch auf die bereits existierende Fülle von Publikationen über die Wechselwirkung von Graphit und Wasserstoff unter verschiedensten Bedingungen [3 - 45]. Diese Arbeiten wurden entweder im Hinblick auf die technische Produktion von Kohlenwasserstoffen oder auch im Zusammenhang mit der Verwendung des Graphits als Divertortarget- bzw. Limitermaterial in Kernfusionsanlagen durchgeführt.

Der Tokamak ASDEX-Upgrade [46 - 51] besteht toroidal aus 16 Segmenten, deren Grundstruktur Abbildung 1 im poloidalen Schnitt zeigt. Abbildung 2 vermittelt einen räumlichen Eindruck vom Aufbau des Vakuumgefäßes. Auf die jeweils dem Torusinneren zugewandte Fläche der Metallstrukturen von Hitzeschild, Divertorplatten und Passiven Stabilisierungsleitern sind Graphitkacheln aufgeklemmt, während die Auflagenfläche jeweils mit einer wasserdurchflossenen metallischen Kühlschlange versehen ist (Abb. 3 - 5). Im Verlaufe einer Single-Null-Plasmaentladung trifft die Separatrix auf die Divertortargetplatten, während die Plasmarandschicht Kontakt mit dem Hitzeschild hat (Abb. 6). Bei Entladungen im Limiterbetriebsregime bleibt die Separatrix geschlossen, und es entfällt das Strömen des Plasmas auf die Divertortargetplatten. Im Rahmen der Plasma-Wand-Wechselwirkung kommt es auf Grund der prinzipiell bekannten physikalischen und chemischen Zerstäubungsprozesse (siehe dazu z.B. [52] und [53]) zur Erosion des Graphits. Dieser Erosionsvorgang war bereits an mehreren Tokamaks Gegenstand experimenteller und theoretischer Studien [54 - 64]. Die mit Hilfe massenspektrometrischer Messungen an ASDEX-Upgrade gefundene Größe des Graphitabtrages übersteigt die in ersten Abschätzungen erhaltenen Erwartungen. Insbesondere deutet das relativ starke Auftreten von Kohlenwasserstoffverbindungen auch in Limiter-Entladungen darauf hin, daß die chemische Zerstäubung von Graphit in Wasserstoff keine zu vernachlässigende Größenordnung besitzt [65].

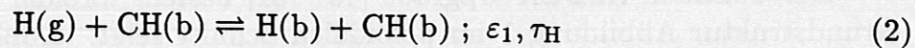
2. Ein Modell zum elektroneninduzierten Ätzen von Graphit in Wasserstoff

Die Planung experimenteller Schritte zur Verringerung der chemischen Zerstäubung von Graphit an den ASDEX-Upgrade-Wänden setzt Kenntnisse des entsprechenden Mechanismus' voraus. Damit im Zusammenhang stehend ist die Betrachtung eines in [1] und [2] entwickelten Modells des elektroneninduzierten Ätzens von Graphit in Wasserstoff interessant. Dieses Modell beschreibt insbesondere die Temperaturabhängigkeit der Ätzrate von Graphit unter Elektronenbeschuß in einem Wasserstoffplasma. Entwickelt wurde dieses Modell auf der Grundlage experimenteller Untersuchungen des Ätzens von Graphitanoden in verschiedenen Glimmentladungstrockenätzreaktoren unter Benutzung gaschromatographischer Analysemethoden ([1],[2],[66],[67]). Folgende Elementarprozesse liegen dem Modell zu Grunde:

Chemisorption von atomarem Wasserstoff:



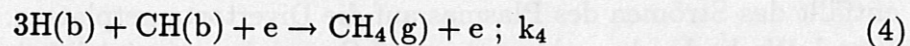
Physisorption von atomarem Wasserstoff:



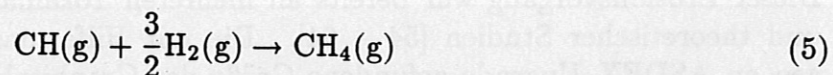
Elektronenstoßinduzierte Desorption von CH-Radikalen:



Bildung von Methan auf und Desorption desselben von der mit Elektronen beschossenen Festkörperoberfläche:



Bildung von Methan in der Gasphase:



(g: gasförmig; b: gebunden; ϵ : Haftwahrscheinlichkeiten; τ_{H} : mittlere Verweildauer der physisorbierten Wasserstoffatome im Physisorptionszustand; k: Desorptionsraten)

Nach Aufstellung der entsprechenden Bilanzgleichungen und einigen Umformungen erhält man folgendes Gleichungssystem für die Berechnung der Ätzrate R in Abhängigkeit von der Graphittemperatur T:

$$R = (n_{\text{O}} / (\tau_4 + 3\tau_1 + \tau_1\tau_4/\tau_{\text{H}}) + n_{\text{O}}x^2/\tau_2) / n_{\text{C}} \quad (6)$$

$$x = -\frac{\tau_2}{2\tau_0} + \sqrt{\left(\frac{\tau_2}{2\tau_0}\right)^2 + \frac{\tau_2}{\tau_0}} \quad (7)$$

$$\tau_0 = n_{\text{O}} / \epsilon_0 j_{\text{H}} \quad (8)$$

$$\tau_1 = n_O / \epsilon_1 j_H \quad (9)$$

$$\tau_2 = 1 / n_O k_2 = \tau_{20} \exp(E_2 / kT) \quad (10)$$

$$\tau_4 = 1 / n_H k_4 = \tau_{40} \exp(E_4 / kT) \quad (11)$$

$$\tau_H = \tau_{H0} \exp(E_H / kT) \quad (12)$$

(n_C, n_O – Volumen- bzw. Oberflächenkonzentration an C-Atomen; $n_C = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, $n_O = 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$; n_H – maximale Oberflächenkonzentration von H(b); $\tau_{20} = \tau_{20}(j_e, \gamma_0)$, $\tau_{40} = \tau_{40}(j_e, \gamma_0)$, j_e – Elektronenflußdichte auf der Festkörperoberfläche, γ_0 – Fluß der Neutralteilchen auf die Festkörperoberfläche).

In Erweiterung der Betrachtungsweise von [1] und [2] sind die FRENKEL-Koeffizienten τ_{20} und τ_{40} hier auch als Funktionen des Neutralteilchenflusses γ_0 aufgefaßt worden. Der Einfluß des Neutralteilchenbeschusses auf das Desorptionsverhalten von Adsorbaten ergibt sich sowohl aus dem Anteil hochenergetischer Neutralteilchen entsprechend der MAXWELLSchen Energieverteilung sowie aus dem Anteil der 3 eV-FRANCK-CONDON-Neutralen. Dabei entspricht die Temperatur des Neutralgases im Anodenfallraum der Substrattemperatur, wodurch sich wiederum über die MAXWELLverteilung ein – auf der Grundlage der benutzten experimentellen Anordnung nicht quantifizierbarer – Substrattemperatureinfluß auf τ_{20} und τ_{40} ergibt. Der Anteil der FRANCK-CONDON-Neutralen ist unabhängig von der Substrattemperatur.

Die Bestimmung der in dem Modell auftretenden freien Parameter unter der Zugrundelegung eines jeweils physikalisch sinnvollen Wertebereiches erfolgte durch numerische Anpassung der Funktion $R = R(T)$ an entsprechende experimentelle Meßdaten [1,2]. Abbildung 7 zeigt das Ergebnis dieser Prozedur. Die Anpassungsparameter haben folgende Werte:

$$\tau_0 = 0,1 \text{ s}$$

$$\tau_1 = 6,7 \cdot 10^{-2} \text{ s}$$

$$\tau_{H0} = 9,2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

$$\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

$$\tau_{40} = 2,22 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

$$E_H = 0,428 \text{ eV}$$

$$E_2 = 0,58 \text{ eV}$$

$$E_4 = 6,78 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$$

(Anmerkung: In [1] und [2] haben sich bei τ_1 , τ_{20} und E_H Druckfehler eingeschlichen!)

Bemerkenswert im Hinblick auf Schlüsse für die Betriebsführung von ASDEX-Upgrade mit dem Ziel der Minimierung des Kohlenstoffabtrages von der Wand ist die Tatsache, daß die Funktion $R = R(T)$, wie sie sich in Abbildung 7 darstellt, nicht monoton ist. Es gilt also nicht, daß, wie vielfach angenommen wird, eine geringere Temperatur automatisch eine geringere Ätzrate impliziert! Der in Abbildung 7 gezeigte R-T-Verlauf läßt sich folgendermaßen erklären: Bei sehr tiefen Temperaturen ist zwar eine gute Physisorption von Wasserstoff am Graphit gegeben, was einen großen Bedeckungsgrad der Oberfläche mit adsorbierten Wasserstoffatomen nach sich zieht. Andererseits laufen die chemischen Oberflächenreaktionen zur Methanbildung nur langsam ab, und auch die elektronenstoßinduzierte Desorption von CH-Radikalen besitzt noch keine Bedeutung. Folglich ist die Ätzrate sehr klein. Mit wachsender Oberflächentemperatur nimmt die Geschwindigkeit der Methanbildung auf der Oberfläche zu, und die Ätzrate wächst dementsprechend. Allerdings wird mit wachsender Oberflächentemperatur auch die Adsorption von Wasserstoff an Graphit schlechter. Es sinkt damit die Bedeckung der Oberfläche an physisorbiertem Wasserstoff. Diese Abnahme des Bedeckungsgrades stellt den Konkurrenzprozeß zur Erhöhung der chemischen Oberflächenreaktionsgeschwindigkeiten dar. Die Verringerung der mittleren Verweildauer physisorbierter Wasserstoffatome auf der Oberfläche mit wachsender Temperatur führt zunächst zu einer Verringerung von dR/dT und bei weiterer Temperaturerhöhung sogar zu einer Abnahme der Ätzrate mit wachsender Temperatur. Bei weiterer Erhöhung der Substrattemperatur schließlich gewinnt die elektronenstoßinduzierte Desorption von CH-Radikalen an Bedeutung. Die Verringerung der mittleren Verweildauer physisorbierter Wasserstoffatome wird ab einer gewissen Substrattemperatur durch das Anwachsen der elektronenstoßinduzierten Desorption von CH-Radikalen überkompensiert, woraus sich die Entstehung des Minimums im R-T-Verlauf und das erneute Ansteigen der Ätzrate zu höheren Substrattemperaturen hin erklären.

3. Anwendung des Ätzmodells auf die Verhältnisse an ASDEX-Upgrade

Nach der Erläuterung des Ätzmodells im vorigen Kapitel soll im folgenden der Versuch unternommen werden, das Modell auf die Verhältnisse an ASDEX-Upgrade anzuwenden und eventuelle Schlußfolgerungen daraus für die Betriebsführung dieses Tokamaks zu ziehen. Vorab gilt es jedoch, die Frage zu klären, ob bzw. unter welchen einschränkenden Bedingungen eine Anwendung des Modells auf ASDEX-Upgrade gerechtfertigt und sinnvoll ist. Man muß sich hier zunächst darüber im klaren sein, daß das Modell nur das chemische Zerstäuben unter Elektronenbeschuß erfaßt, nicht jedoch aus physikalischer Zerstäubung herrührende Ätzprozesse. An den Wänden von ASDEX-Upgrade findet man jedoch beide Ätzmechanismen vor. Die mit dem Mechanismus der physikalischen Zerstäubung zusammenhängenden Fragen wurden jedoch bereits in [68] eingehend geklärt. Als Weg zur Minimierung der physikalischen Zerstäubung ist das Konzept des "Kalten Divertors" [69] allgemein akzeptiert. Interessant im Zusammenhang mit der aktuellen Diskussion der Kohlenwasserstoffproblematik an ASDEX-Upgrade ist also der Anteil der chemischen Zerstäubung am Gesamtätzprozeß, welcher ja gerade im Modell erfaßt wird. Insoweit scheint die Anwendung des Modells auf ASDEX-Upgrade sinnvoll zu sein, wenn man jedoch stets bedenken muß, daß dieses Modell alleine keine Aussage über die Gesamtmenge der Graphitzerstäubung liefern kann. Ein nicht zu übersehender Mangel des Modells ist die Tatsache, daß es keinerlei quantifizierten Bezug zu den energetischen Verhältnissen in der Gasphase besitzt. Weder die Elektronenenergieverteilungsfunktion noch die Energieverteilungsfunktion der Wasserstoffatome in der Gasphase gehen in die Gleichungen (6) bis (12) ein. Ferner wurden die für das Modell benötigten Anpassungsparameter aus Experimenten im System Wassertoff-Graphit gewonnen, wohingegen in ASDEX-Upgrade das System Deuterium-Graphit relevant ist. Ein weiterer Schwachpunkt des Modells im Hinblick auf ASDEX-Upgrade besteht darin, daß es einen stationären Ätzprozeß behandelt. Auf Grundlage der Rechnungen aus [70] darf man darauf schließen, daß solch ein Ätzsystem einige Sekunden zum Einschwingen benötigt. Die Dauer der Flat-Top-Phase in den Plasmaentladungen an ASDEX-Upgrade beträgt derzeit jedoch höchstens 4 s. Die genannten Tatsachen bedeuten, daß man bei der quantitativen Bewertung von auf ASDEX-Upgrade bezogenen Rechenergebnissen des Modells Vorsicht walten lassen muß. Qualitative Trends lassen sich allerdings gewiß aus diesem Modell auch für ASDEX-Upgrade nutzbringend ablesen. Insbesondere soll im folgenden die Frage untersucht werden, in welcher Weise kleine Veränderungen der ASDEX-Upgrade-Wandtemperatur einen Einfluß auf die Gestaltung der chemischen Graphitzerstäubung erwarten lassen.

An dieser Stelle sei nebenbei noch bemerkt, daß nicht nur bei der Übertragung der Ergebnisse von Plasma-Wand-Wechselwirkungsuntersuchungen in Glimmentladungen auf Tokamaks das Problem der Skalierbarkeit existiert. Auch die Anwendung von Erosionsmessungen mit Beschleunigern hat so ein Extrapolationsproblem, denn auch bei diesen Untersuchungen ist die experimentelle Situation von der im Tokamak verschieden.

Gegenüber den in [1] und [2] beschriebenen Experimenten muß bei der Anwendung des Modells auf ASDEX-Upgrade eine Veränderung von j_H und j_e in Betracht gezogen werden. Der Einfluß von j_H als Parameter läßt sich problemlos in das Modell einbauen. Bei den früheren Experimenten (siehe dazu ausführliche Angaben in [2] und [66]) war die atomare Wasserstoffwandstoßrate $j_H \approx 2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Mit (8) und (9) sowie den

Anpassungswerten für die Parameter τ_0 und τ_1 ergeben sich die Haftwahrscheinlichkeiten zu

$$\varepsilon_0 = 10^{-4}$$

$$\varepsilon_1 = 1,49 \cdot 10^{-4}$$

Bei ASDEX-Upgrade-Standardentladungen in Deuterium beträgt die j_H entsprechende Größe j_D ungefähr $10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ am Hitzeschild [71] und ungefähr $5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ an den Divertortargetplatten in Separatrixnähe ([71], [72]).

Die FRENKEL-Koeffizienten τ_{20} und τ_{40} sind bezogen auf die in [1] und [2] beschriebenen Experimente Funktionen der Elektronenflußdichte j_e und dem Fluß der Neutralteilchen γ_0 . An ASDEX-Upgrade ist die Ambipolaritätsbedingung für den Plasma-Wand-Kontakt zu berücksichtigen, so daß hier gilt:

$$\tau_{20} = f(j_e, j_i, \gamma_0) \quad (13)$$

$$\tau_{40} = f(j_e, j_i, \gamma_0) \quad (14)$$

(j_i – Ionenflußdichte).

Für die früheren Experimente war $j_e = 10^{22} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Werte von j_e und j_i an den Divertortargetplatten von ASDEX-Upgrade lassen sich über den gemessenen Ionensättigungsstrom von in den Prallplatten befindlichen Langmuirsonden [73] abschätzen zu

$$j_e = j_i = \frac{J_{\text{sat}}}{e} \quad (15)$$

(J_{sat} – Ionensättigungsstromdichte)

In Separatrixnähe erhält man so einen Wert für j_e und j_i von rund $3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dies bedeutet, daß auf ASDEX-Upgrade bezogen die Werte für τ_{20} und τ_{40} gegenüber der früheren Anpassung vergrößert anzusetzen sind.

Abbildung 8 zeigt die Berechnung des R-T-Verlaufes für $j_D = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ wobei jedoch die alten Anpassungsparameter für die FRENKEL-Koeffizienten beibehalten wurden. In Abbildung 9 ist für denselben Parametersatz statt der Ätzrate die entsprechende Kohlenstoffflußdichte Γ über der Temperatur aufgetragen. Γ bleibt im gesamten dargestellten Temperaturbereich unter den von FIELD et al. für die Separatrixdurchstoßlinie angegebenen $9 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ [72]. Das ist physikalisch sinnvoll, denn die Differenz zu diesem Wert liefert den Beitrag der physikalischen Zerstäubung am gesamten Ätzvorgang.

Die Abbildungen 10 und 11 zeigen die Ergebnisse von Parameterstudien über den Einfluß der Deuteriumatomwandstoßrate j_D und der FRENKEL-Koeffizienten auf den $\Gamma - T$ -Verlauf. In Abbildung 12 sind die $\Gamma - T$ -Verläufe aufgetragen, wie sie sich für den Beitrag der chemischen Erosion nach dem benutzten Modell am Hitzeschild bzw. an der Separatrixdurchstoßlinie des Divertortargets von ASDEX-Upgrade darstellen.

4. Schlußfolgerungen für die Betriebsführung von ASDEX-Upgrade

Als allgemeine Empfehlung für die Gestaltung der Prallplattentemperatur im Hinblick auf eine Minimierung des chemischen Graphitätzvorganges kann aus den vorliegenden Rechnungen abgelesen werden, daß die Prallplattentemperatur optimal im Bereich zwischen 250 K und 290 K, auf jeden Fall aber unter 400 K gehalten werden müßte. Die Erreichung der Optimumtemperatur für die Divertorprallplatten ist unter den technischen Bedingungen eines Tokamakbetriebes sehr problematisch und mit der aktuellen technischen Ausrüstung von ASDEX-Upgrade nicht machbar. Allerdings liegen bislang die mit Hilfe von in den Kacheln eingebauten Thermoelementen [74] ermittelten Graphitkachelbetriebstemperaturen erst im Bereich zwischen 300 K und 350 K. Dies bedeutet, daß beim Übergang zu längeren Entladungen sowie zu einer größeren eingespeisten Leistung eine Verdoppelung der chemischen Graphitzerstäubung eintreten wird. Für Kacheltemperaturen oberhalb von 450 K allerdings wird dann dieser Zerstäubungsmechanismus mit wachsender Substrattemperatur nur noch eine unwesentliche Erhöhung der Ätzrate liefern. Mit Hilfe geeigneter Technologien wie z.B. dem Einbau aktiv gekühlter Graphitkacheln als Divertortargets [73] sollte das Einlaufen der Kacheltemperatur in das Ätzratenplateau für $T > 450$ K verhindert werden, um auf diese Weise das Eindringen von Wandmaterial in das ASDEX-Upgrade-Plasma so gering wie möglich zu halten.

LITERATURVERZEICHNIS

1. Nawra, J.; Pfau, S.; Resztak, A.; Richter, Th.; Rutscher, A.: *Contrib. Plasma Phys.* 31(1991)305.
2. Richter, Th.: Untersuchungen zum Trockenätzen von Metallen, Halbleitern und Graphit bei besonderer Berücksichtigung des elektroneninduzierten Ätzens in Wasserstoff.- E.-M.-A.-Univ. Greifswald, Sekt. Physik, Diss. A 1990.- 90 S.
3. Ashby, C. I. H.: *J. Vac. Sci. Technol.* A1(1983)935.
4. Ashby, C. I. H.; Rye, R. R.: *J. Nucl. Mat.* 92(1980)141.
5. Ashby, C. I. H.; Rye, R. R.: *J. Nucl. Mat.* 103&104(1981)489.
6. Ashby, C. I. H.: *J. Nucl. Mat.* 111&112(1982)750.
7. Haasz, A. A.; Stangeby, P. C.; Auciello, O.: *J. Nucl. Mat.* 111&112(1982)757.
8. Vietzke, E.; Flaskamp, K.; Philipps, V.: *J. Nucl. Mat.* 111&112(1982)763.
9. Hsu, W. L.: *J. Vac. Sci. Technol.* A6(1988)1803.
10. Wagner, H.-E.: Makroskopische Kinetik plasmachemischer Stoffwandlungen in nicht-thermischen Plasmen.- E.-M.-A.-Univ. Greifswald, Sekt. Physik/Elektronik, Diss. B 1987.- 117 S.
11. Post, D. E.; Behrisch, R.: *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion.*- New York, London, 1984.- 1183 S.
12. Pontau, A. E.; Wilson, K. L.: *J. Vac. Sci. Technol.* 20(1982)1322.
13. Mc Taggart, F. K.: *Plasma Chemistry In Electrical Discharges.*- Amsterdam, London, New York, 1967.- S. 115 ff.
14. Blackman, L. C. F.: *Modern Aspects of Graphite Technology.*- London, New York, 1970.- 320 S.
15. Baddour, R. F.; Timmins, R. S.: *The Application of Plasmas to Chemical Processing.*- Cambridge, London, 1967.- S. 132 ff.

16. Rauchfuss, M.; Seefeldt, R.; Wagner, H.-E.: Eighth European Sectional Conference On Atomic And Molecular Physics Of Ionized Gases, Greifswald (1986)348.
17. Haasz, A. A.; Auciello, O.; Stangeby, P. C.: J. Vac. Sci. Technol. A4(1986)1179.
18. Vepřek, S.: Graphit in High Power Fusion Reactors. Workshop Report, Rigi-Kaltbad (1982)44.
19. Balooch, M.; Olander, D. R.: J. Chem. Phys. 63(1975)4772.
20. Stangeby, P. C.; Auciello, O.; Hasz, A. A.: J. Vac. Sci. Technol. A1(1983)1425.
21. Volkov, Ja. F.; Djatlov, V. G.; Mitina, N. I.: Fizika i chimija obrabotki materialov Nr.3 (1983)3.
22. Yamada, R.: J. Vac. Sci. Technol. A5(1987)305.
23. Erents, S. K.; Braganza, C. M.; Mc Cracken, G. M.: J. Nucl. Mat. 63(1976)399.
24. Vietzke, E.; Flaskamp, K.; Philipps, V.: J. Nucl. Mat. 128&129(1984)545.
25. Nishikawa, S.; Kakinuma, H.; Fukuda, H.; Watanabe, T.; Nihei, K.: Jap. J. Appl. Phys. 25(1986)511.
26. Vepřek, S.; Haque, M. R.; Oswald, H. R.: J. Nucl. Mat. 63(1976)405.
27. Yamada, R.; Nakamura, K.; Saidoh, M.: J. Nucl. Mat. 98(1981)167.
28. Bastasz, R.: J. Vac. Sci. Technol. A6(1988)2116.
29. Langley, R. A.: J. Vac. Sci. Technol. A5(1987) 2205.
30. Langley, R. A.: J. Vac. Sci. Technol. A6(1988) 2119.
31. Langley, R. A.: Helium-ion-induced release of hydrogen from graphite.- Oak Ridge, 1988.- 16 S.
32. Hirooka, Y.; Leung, W. K.; Conn, R. W.; Goebel, D. M.; Labombard, B.; Nygren, R.; Wilson, K. L.: J. Vac. Sci. Technol. A6(1988)2965.
33. Wolff, H.: Contrib. Plasma Phys. 28(1988)131.
34. Knippenberg, W. F.; Lersmacher, B.; Lydtin, H.; Moore, A. W.: Philips Technische Rundschau 28(1967)143.
35. Lersmacher, B.; Lydtin, H.; Knippenberg, W. F.; Moore, A. W.: Carbon 5(1967)205.
36. Rauchfuß, M.: Reaktive Plasma-Wand-Wechselwirkung einer Kohlenstoffkatode in einer Wasserstoffentladung.- E.-M.-A.-Univ. Greifswald, Sekt. Physik/Elektronik, Diplomarbeit 1986.- 38 S.
37. Vepřek, S.: J. Crystal Growth 17(1972)101.
38. Vepřek, S.; Cocke, D. L.; Gingerich, K. A.: Chemical Physics 7(1975)294.
39. Wolff, H.: spectrum Nr.10 (1989)14.
40. Vietzke, E.; Flaskamp, K.; Philipps, V.: J. Nucl. Mat. 128&129(1984)545.
41. Mc Carroll, B.; Mc Kee, D. W.: Carbon 9(1971)301.
42. Vepřek, S.: Journal of Crystal Growth 17(1972)101.
43. Roth, J.: J. Nucl. Mat. 176&177(1990)132.
44. Davis, J. W.; Haasz, A. A.: J. Nucl. Mat. 195(1992)166.
45. Federici, G.; Wu, C. H.: J. Nucl. Mat. 207(1993)62.
46. Becker, G. et al.: ASDEX-Upgrade. Definition of a tokamak experiment with a reactor compatible poloidal divertor.- IPP-Report 1/197, Garching 1982.
47. Köppendorfer, W. et al.: ASDEX Upgrade Project Proposal Phase II.- IPP-Report 1/217, Garching 1984.

48. Köppendörfer, W. et al.: Proceedings of the 12th Symposium on Fusion Technology, Vol. 1, Jülich (1982)187.
49. Gruber, O. et al.: J. Nucl. Mat. 121(1984)407.
50. Vernickel, H. et al.: J. Nucl. Mat. 128&129(184)71.
51. Köppendörfer, W.: Phys. Bl. 46(1990)324.
52. Winters, H. F.: Elementary Processes at Solid Surfaces Immersed in Low Pressure Plasmas.– Berlin, Heidelberg, New York, 1980.– S. 110 ff.
53. Langley, R. A. et al.: Data Compendium for Plasma–Surface Interactions.– Vienna 1984.– S. 43 ff.
54. Ra, Y.; Pospieszcyk, A.; Hirooka, Y.; Leung, W. K.; Conn, R. W.: J. Vac. Sci. Technol. A 8(1990)1783.
55. Herrmann, A. et al.: Europhysics Conference Abstracts 15C(1991)III–53.
56. Jackson, G. L.; The DIII–D Team: J. Vac. Sci. Technol. A 10(1992)1244.
57. Cohen, S. A.; Mattas, R. F.; Werley, K. A.: J. Vac. Sci. Technol. A 10(1992)1256.
58. Kubo, H. et al.: J. Nucl. Mat. 196–198(1992)71.
59. Janeschitz, G. et al.: J. Nucl. Mat. 196–198(1992)380.
60. De Michelis, C.; Ghendrih, Ph.; Grisolia, C.; Grosman, A.; Hess, W.; Mattioli, M.; Monier–Garbet, P.: J. Nucl. Mat. 196–198(1992)485.
61. Hua, T. Q.; Brooks, J. N.: J. Nucl. Mat. 196–198(1992)514.
62. Hino, T.; Yamashina, T.: J. Nucl. Mat. 196–198(1992)531.
63. Barsuk, V. A. et al.: J. Nucl. Mat. 196–198(1992)543.
64. Schiller, P.: J. Nucl. Mat. 206(1993)113.
65. Poschenrieder, W; the ASDEX UPGRADE–team; the ICRH–team: Europhysics Conference Abstracts 17C(1993)591.
66. Richter, Th.: Untersuchungen zum Ätzen von Galliumarsenid–, Titanium– und Graphitanoden in einer Wasserstoff–Niederdruckglimmentladung bei besonderer Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Ätzrate.– E.–M.–A.–Univ. Greifswald, Sekt. Physik/Elektronik, Diplomarbeit 1987.– 102 S.
67. Pfau, S.; Richter, Th.; Rutscher, A.: XVII ICPIG Contributed Papers (1987)518.
68. Roth, J.; Bohdansky, J.; Ottenberger, W.: Data on Low Energy Light Ion Sputtering.– IPP–Report 9/26, Garching 1979.
69. Lackner, K. et al.: Plasma Physics and Controlled Fusion 26(1984)105.
70. Kerlikowski, I.: Zum Ätzen von Halbleitermaterialien in der positiven Säule einer Wasserstoff–Niederdruckglimmentladung.– E.–M.–A.–Univ. Greifswald, Sekt. Physik/Elektronik, Diplomarbeit 1985.– 94 S.
71. Lieder, G.: persönliche Mitteilung.
72. Field, A. R. et al.: Visible Spectroscopy of the ASDEX–Upgrade Divertor.– Garching 1993.
73. Richter, Th.: ASDEX–Upgrade Target: Zustand und weiterer Ausbau, 2. Teil: Kacheln und Diagnostikeinrichtungen in den Wänden.– In: Symposium "ASDEX–Upgrade Divertor Prallplatten".– Garching 1991.
74. Richter, Th.; Vernickel, H.: Beschreibung der Kühlwasserkalorimetrie– und der Wandthermometriediagnostik am Tokamak ASDEX Upgrade.– IPP–Report 5/46, Garching 1992.

ABBILDUNGEN

- Abb. 1: Schematischer poloidaler Schnitt durch ein ASDEX-Upgrade-Segment. A – Divertorplatte oben innen; B – Divertorplatte oben außen; C – Divertorplatte unten innen; D – Divertorplatte unten außen; E – Hitzeschild.
- Abb. 2: Räumlicher Schnitt durch das ASDEX-Upgrade-Vakuumgefäß.
- Abb. 3: Auf die Metallstruktur einer Divertorplatte geklemmte Graphitkacheln.
- Abb. 4: Divertorplatte mit Graphitkacheln.
- Abb. 5: Hitzeschildsegment mit Graphitkacheln.
- Abb. 6: Lage der Separatrix in ASDEX-Upgrade bei einer Single-Null-Unten-Entladung.
- Abb. 7: Ätzen einer Graphitanode in einer Wasserstoffglimmentladung. Abhängigkeit der Ätzrate von der Substrattemperatur. Punkte: experimentell gefundene Werte ($I = 100 \text{ mA}$; $p = 133 \text{ Pa}$; $Q = 0,1 \text{ Pam}^3\text{s}^{-1}$). Kurve: berechnet mit $\tau_0 = 0,1 \text{ s}$; $\tau_1 = 6,7 \cdot 10^{-2} \text{ s}$; $\tau_{H0} = 9,2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$; $\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-9} \text{ s}$; $\tau_{40} = 2,22 \cdot 10^{-5} \text{ s}$; $E_H = 0,428 \text{ eV}$; $E_2 = 0,58 \text{ eV}$; $E_4 = 6,78 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$.
- Abb. 8: Berechnete Temperaturabhängigkeit der Ätzrate für das chemische Trockenätzen von Graphit im Wasserstoffplasma. $\tau_{H0} = 9,2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$; $\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-9} \text{ s}$; $\tau_{40} = 2,22 \cdot 10^{-5} \text{ s}$; $E_H = 0,428 \text{ eV}$; $E_2 = 0,58 \text{ eV}$; $E_4 = 6,78 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$; $\varepsilon_0 = 10^{-4}$; $\varepsilon_1 = 1,49 \cdot 10^{-4}$; $j_D = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.
- Abb. 9: Berechnete Temperaturabhängigkeit des resultierenden Kohlenstoffflusses für das chemische Trockenätzen von Graphit im Wasserstoffplasma. $\tau_{H0} = 9,2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$; $\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-9} \text{ s}$; $\tau_{40} = 2,22 \cdot 10^{-5} \text{ s}$; $E_H = 0,428 \text{ eV}$; $E_2 = 0,58 \text{ eV}$; $E_4 = 6,78 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$; $\varepsilon_0 = 10^{-4}$; $\varepsilon_1 = 1,49 \cdot 10^{-4}$; $j_D = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.
- Abb. 10: Berechnete Temperaturabhängigkeit des resultierenden Kohlenstoffflusses für das chemische Trockenätzen von Graphit im Wasserstoffplasma. $\tau_{H0} = 9,2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$; $\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-9} \text{ s}$; $\tau_{40} = 2,22 \cdot 10^{-5} \text{ s}$; $E_H = 0,428 \text{ eV}$; $E_2 = 0,58 \text{ eV}$; $E_4 = 6,78 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$; $\varepsilon_0 = 10^{-4}$; $\varepsilon_1 = 1,49 \cdot 10^{-4}$. A: $j_D = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. B: $j_D = 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. C: $j_D = 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.
- Abb. 11: Berechnete Temperaturabhängigkeit des resultierenden Kohlenstoffflusses für das chemische Trockenätzen von Graphit im Wasserstoffplasma. $\tau_{H0} = 9,2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$; $E_H = 0,428 \text{ eV}$; $E_2 = 0,58 \text{ eV}$; $E_4 = 6,78 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$; $\varepsilon_0 = 10^{-4}$; $\varepsilon_1 = 1,49 \cdot 10^{-4}$; $j_D = 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. A: $\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-8} \text{ s}$; $\tau_{40} = 2,22 \cdot 10^{-5} \text{ s}$. B: $\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-9} \text{ s}$; $\tau_{40} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ s}$. C: $\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-8} \text{ s}$; $\tau_{40} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ s}$.
- Abb. 12: Berechnete Temperaturabhängigkeit des resultierenden Kohlenstoffflusses für das chemische Trockenätzen von Graphit im Wasserstoffplasma. $\tau_{H0} = 9,2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$; $\tau_{20} = 2,85 \cdot 10^{-8} \text{ s}$; $\tau_{40} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ s}$; $E_H = 0,428 \text{ eV}$; $E_2 = 0,58 \text{ eV}$; $E_4 = 6,78 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$; $\varepsilon_0 = 10^{-4}$; $\varepsilon_1 = 1,49 \cdot 10^{-4}$; A: $j_D = 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. B: $j_D = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$.

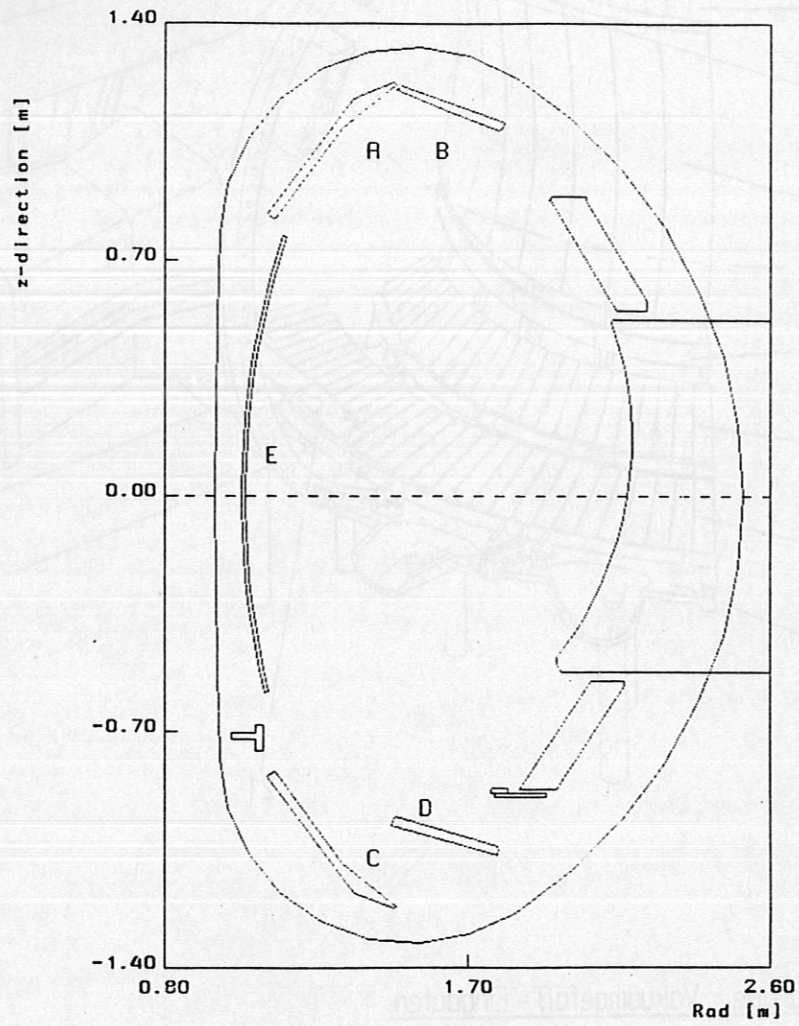
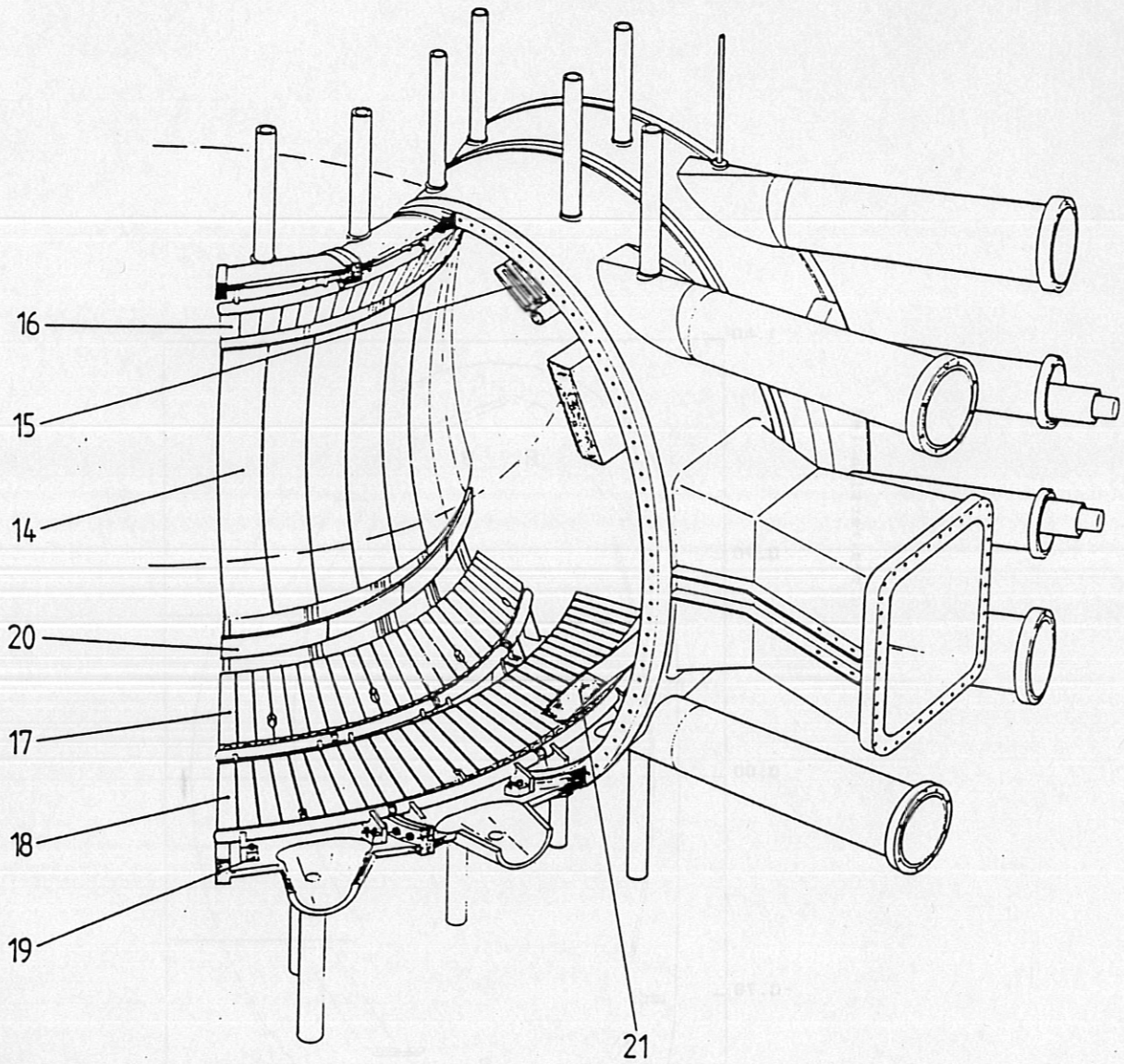


Abbildung 1

Schematischer poloidaler Schnitt durch ein ASDEX-Upgrade-Segment. A – Divertorplatte oben innen; B – Divertorplatte oben außen; C – Divertorplatte unten innen; D – Divertorplatte unten außen; E – Hitzeschild



ASDEX Upgrade Vakuumgefäß - Einbauten

- | | |
|---------------------------------|-----------------------------------|
| 14 Hitzeschild | 19 Divertorplatten - Konsole |
| 15 obere äußere Divertorplatte | 20 Montagewise |
| 16 obere innere Divertorplatte | 21 Passiver Stabilisierungsleiter |
| 17 untere innere Divertorplatte | |
| 18 untere äußere Divertorplatte | |

Abbildung 2

Räumlicher Schnitt durch das ASDEX-Upgrade-Vakuumgefäß

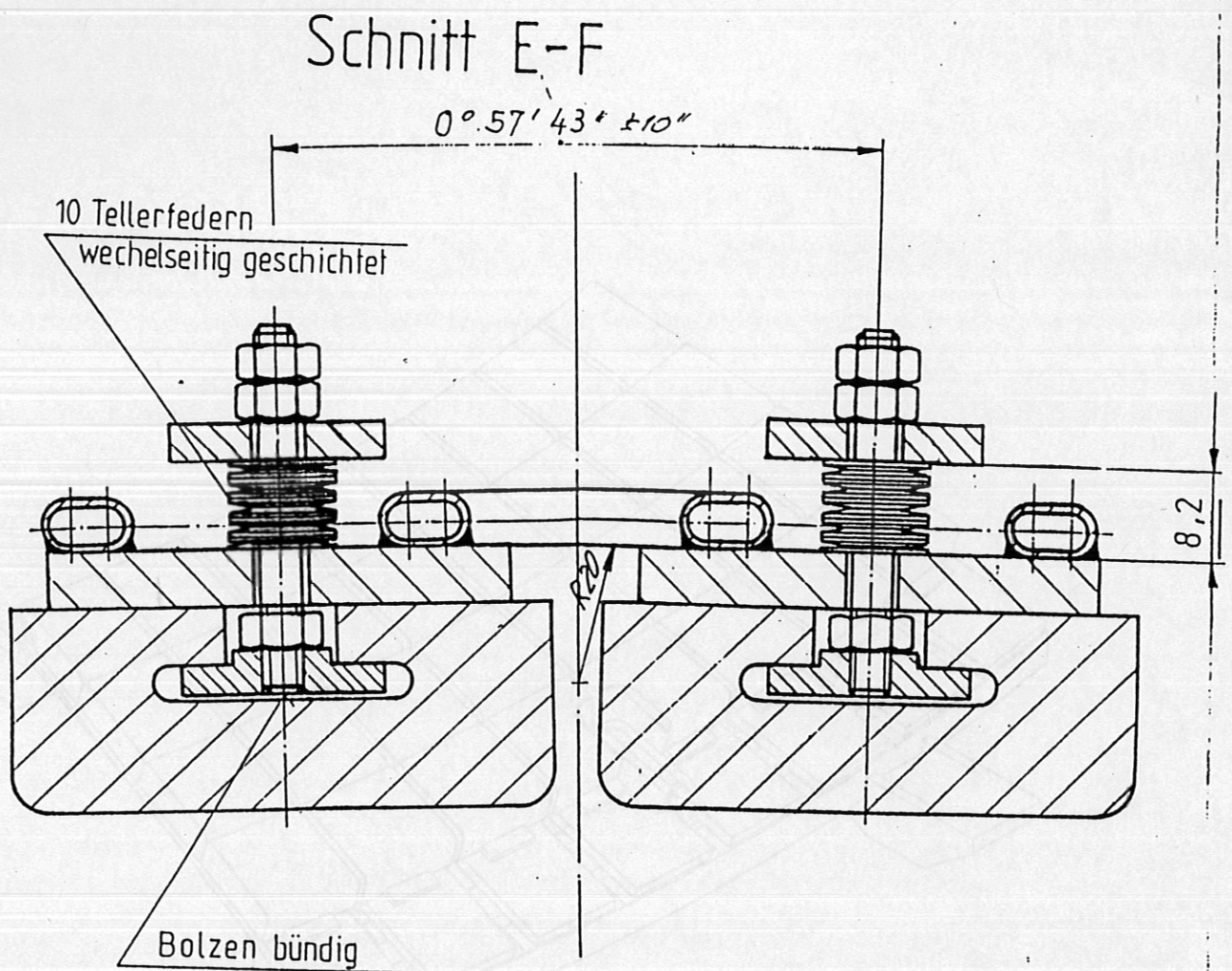


Abbildung 3

Auf die Metallstruktur einer Divertorplatte geklemmte Graphitkacheln

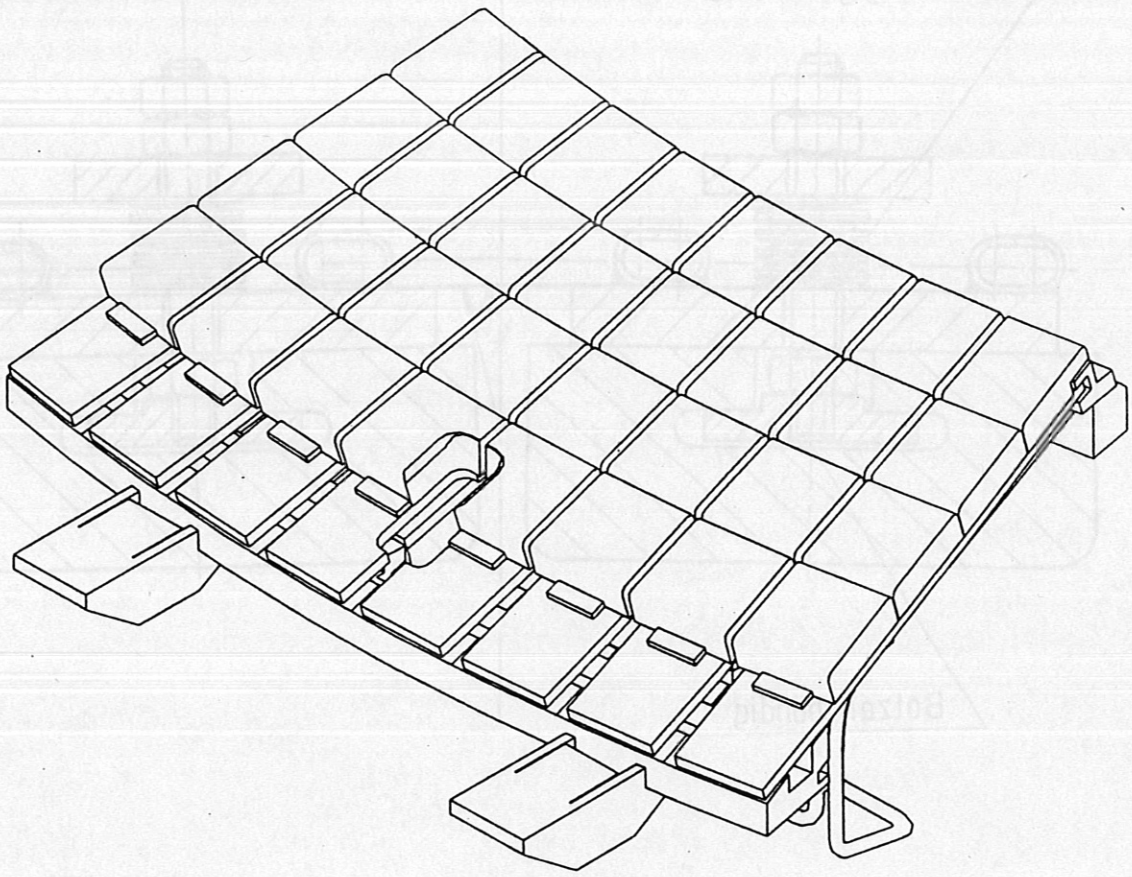
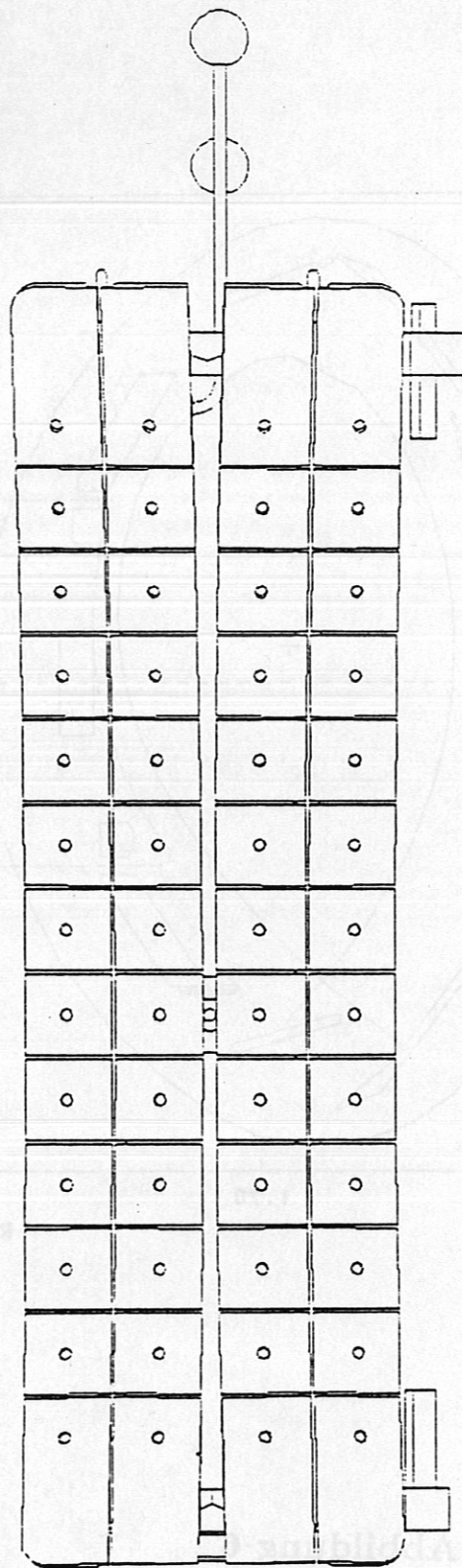


Abbildung 4

Divertorplatte mit Graphitkacheln



0.1 m

Hitzeschildsegment mit Graphitkacheln

Abbildung 5

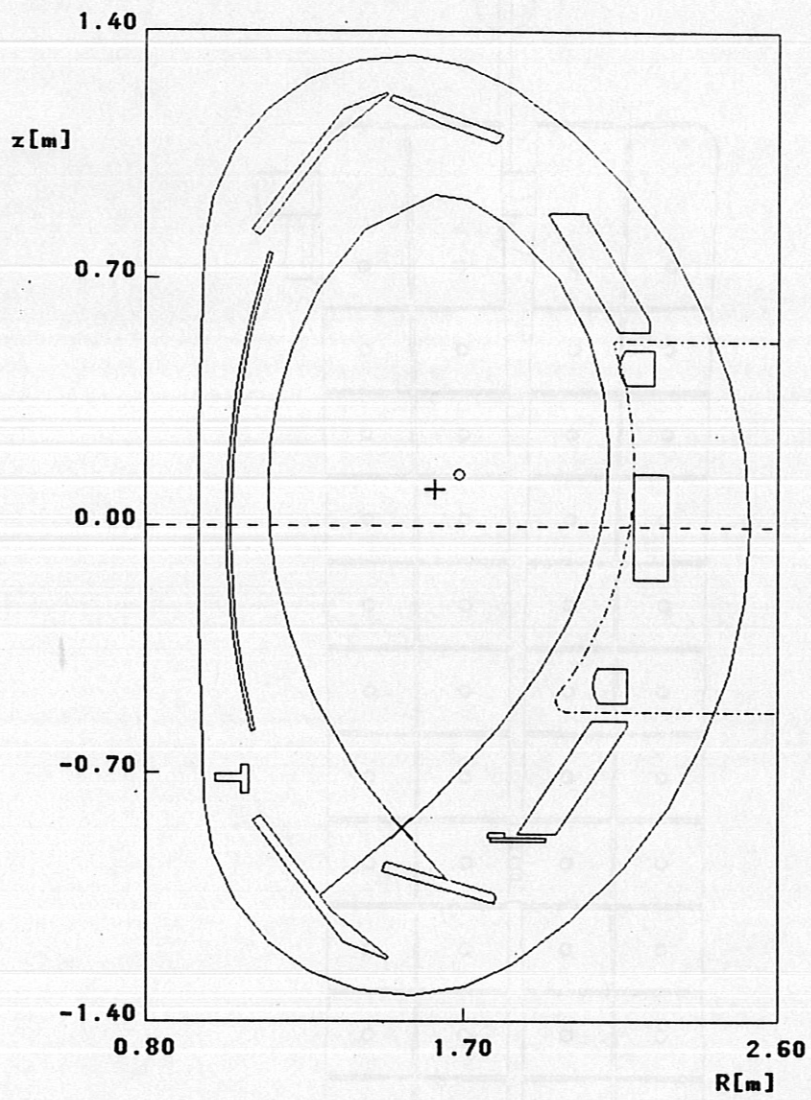


Abbildung 6

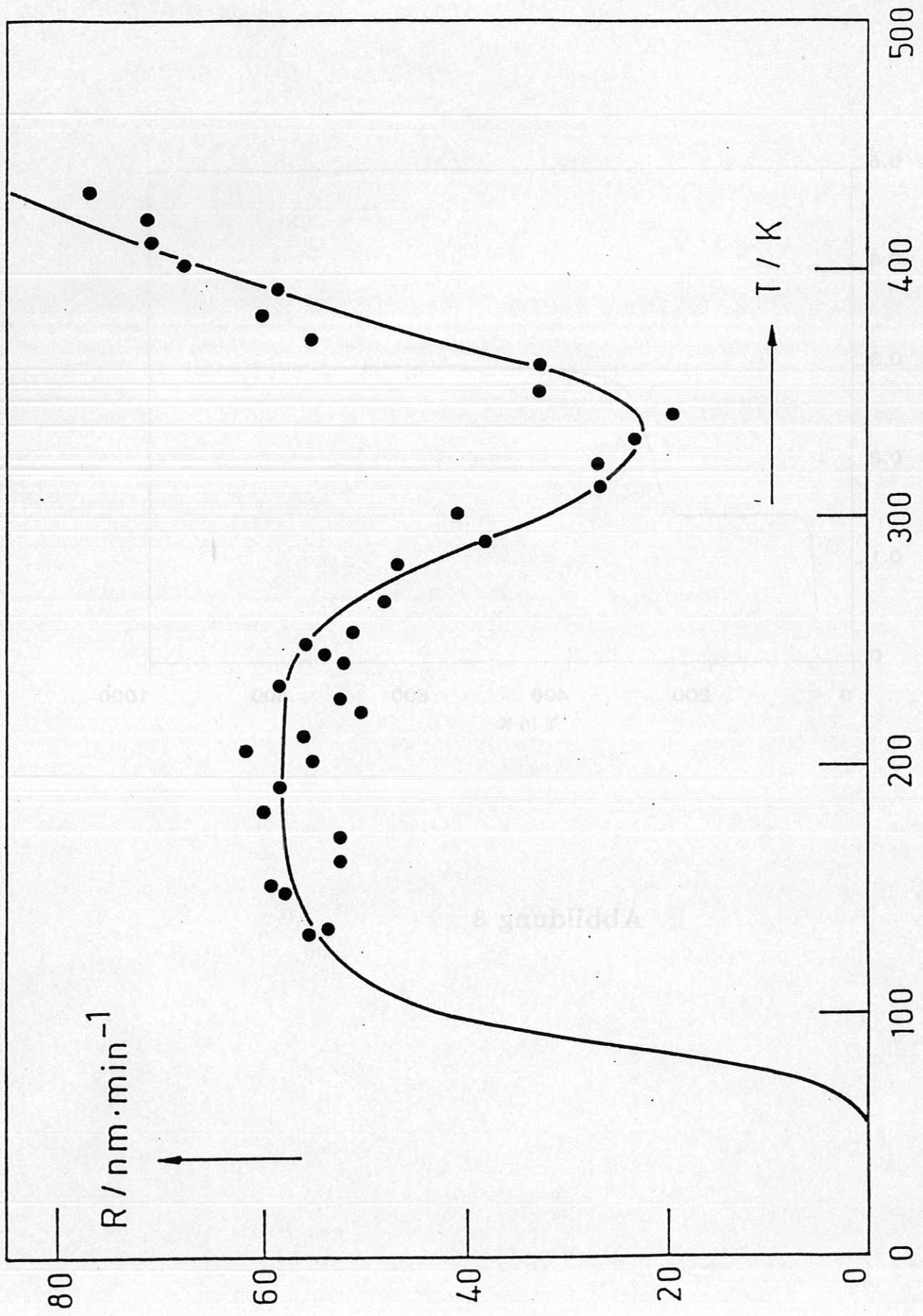


Abbildung 7

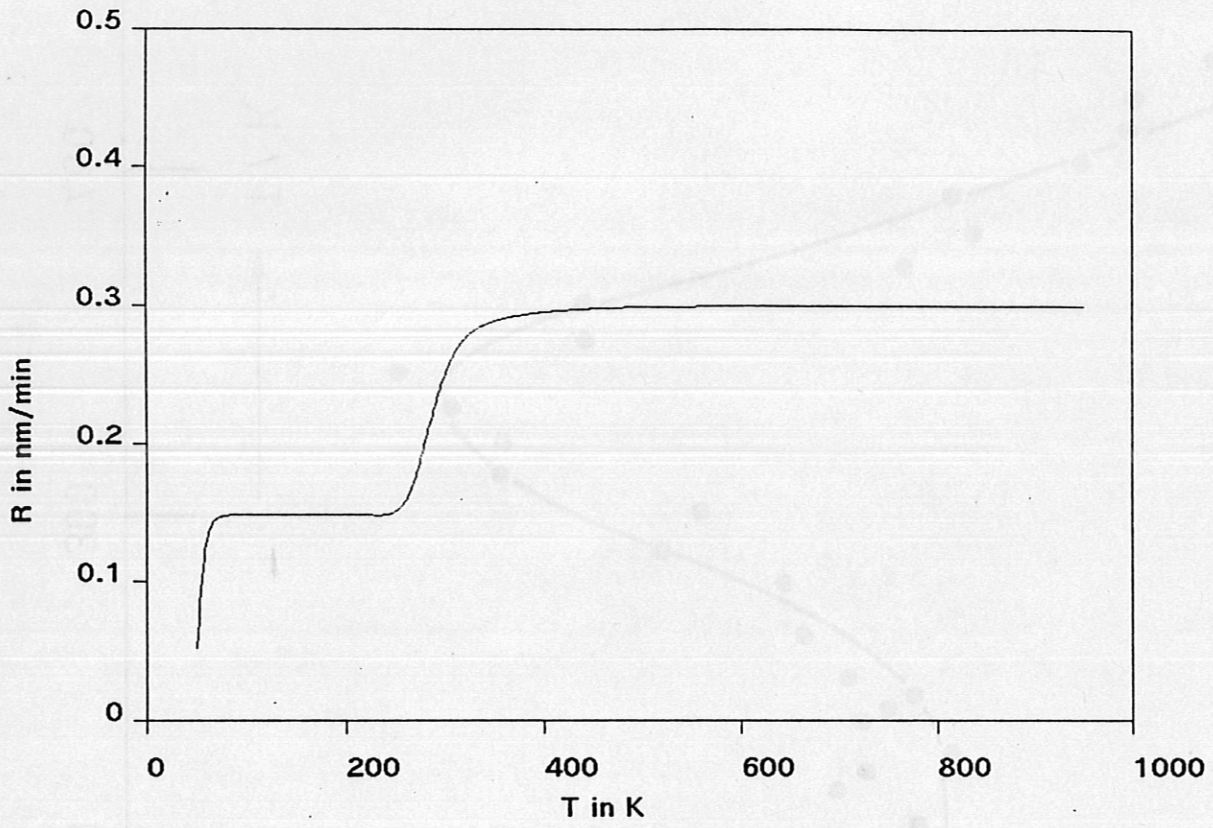


Abbildung 8

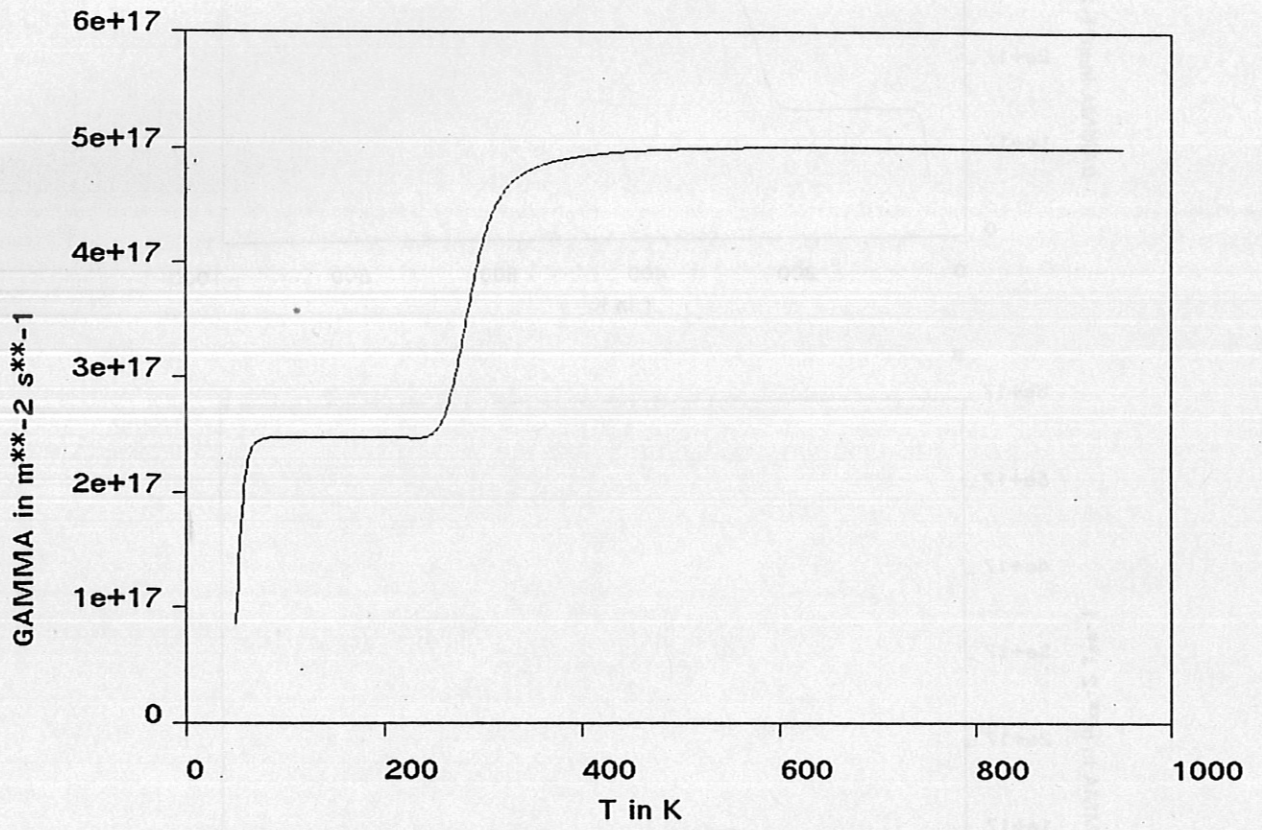


Abbildung 9

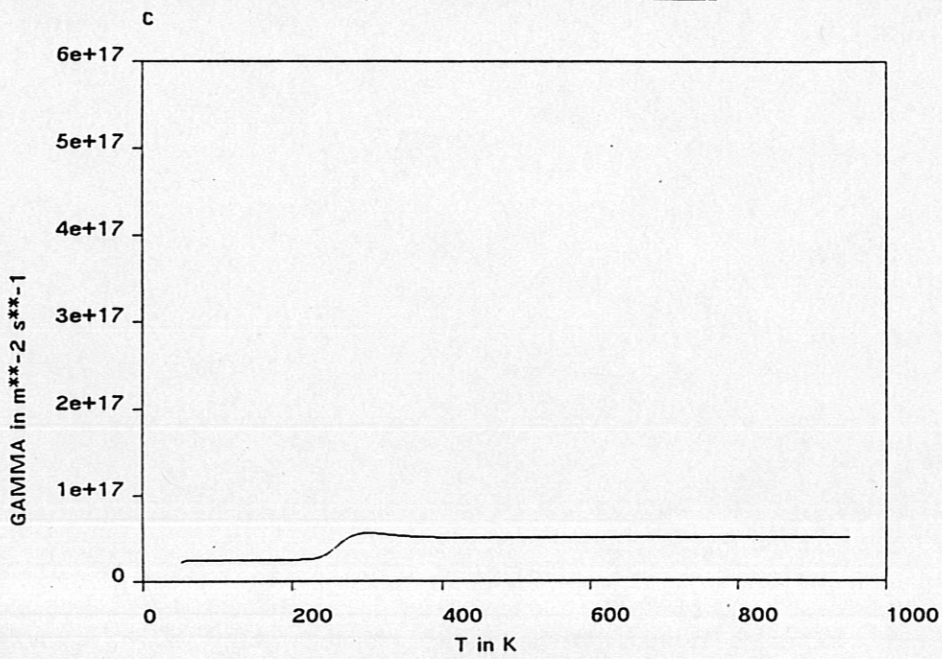
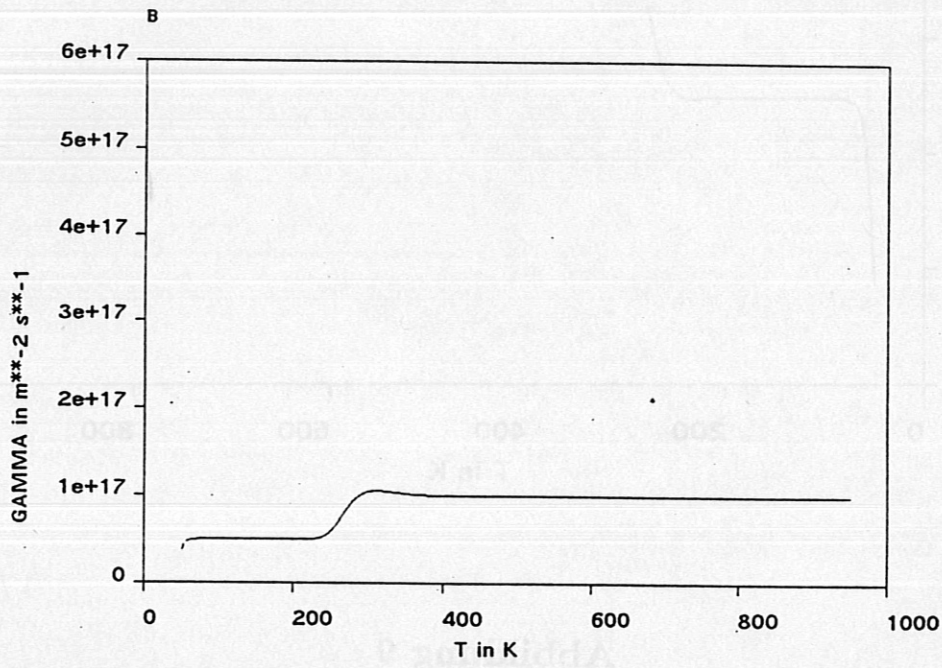
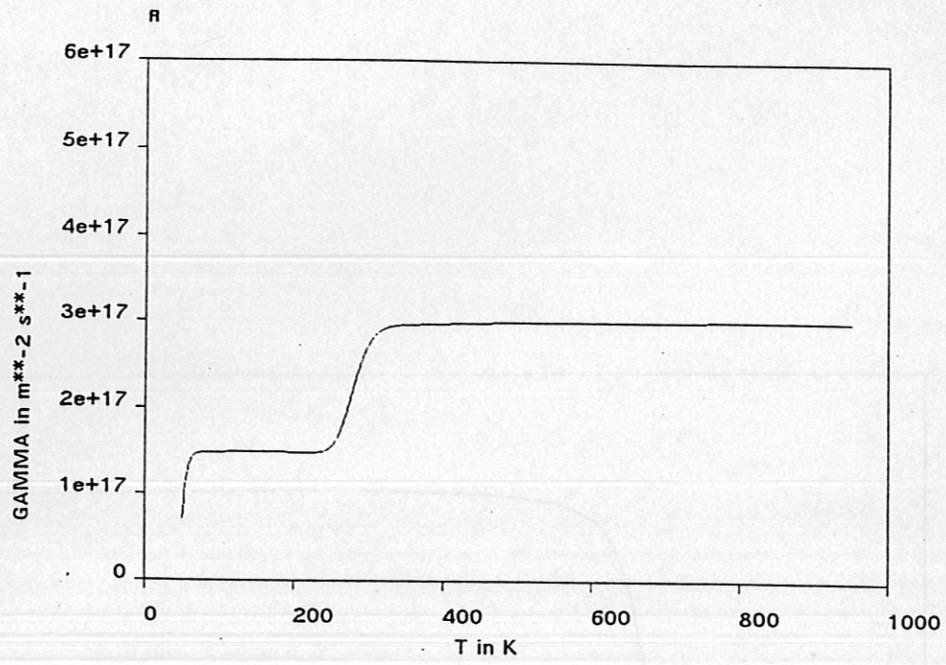


Abbildung 10

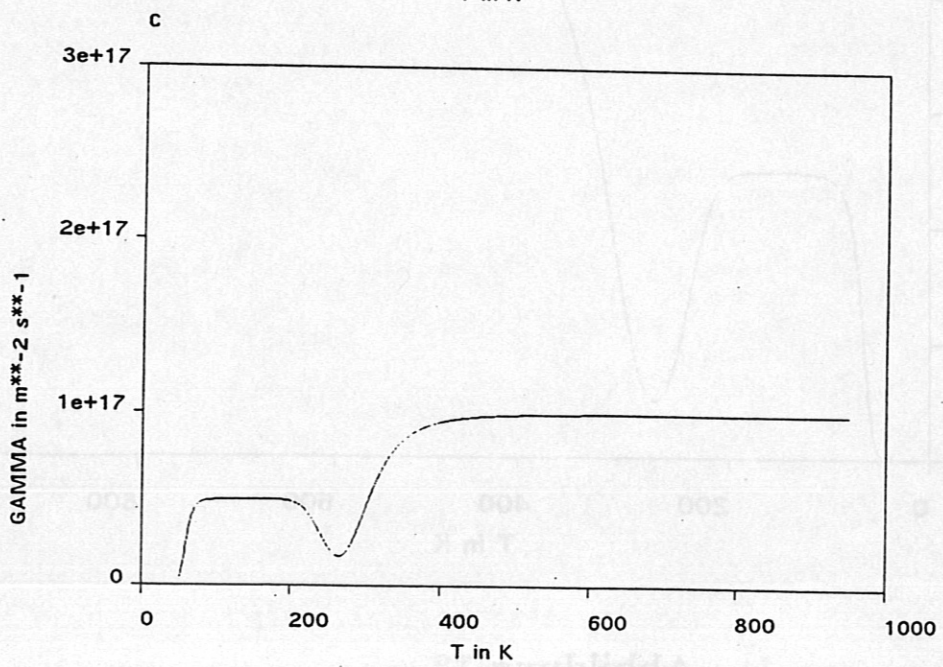
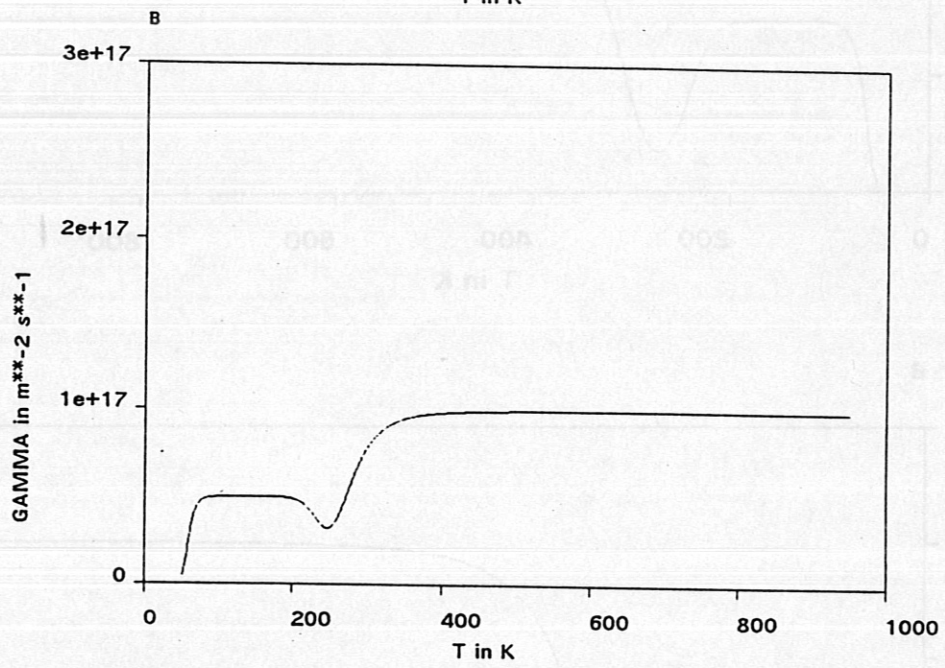
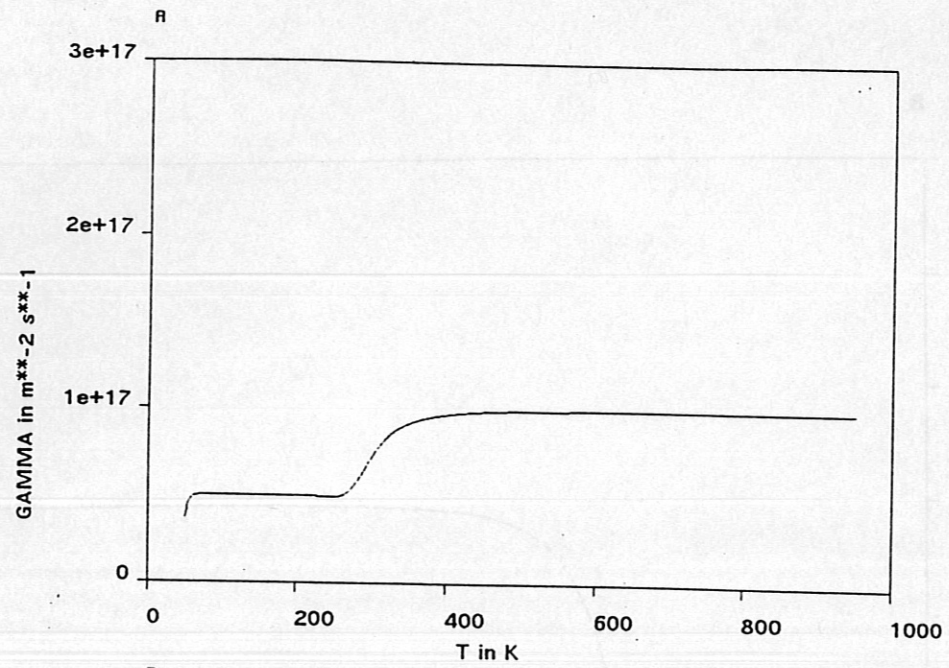


Abbildung 11

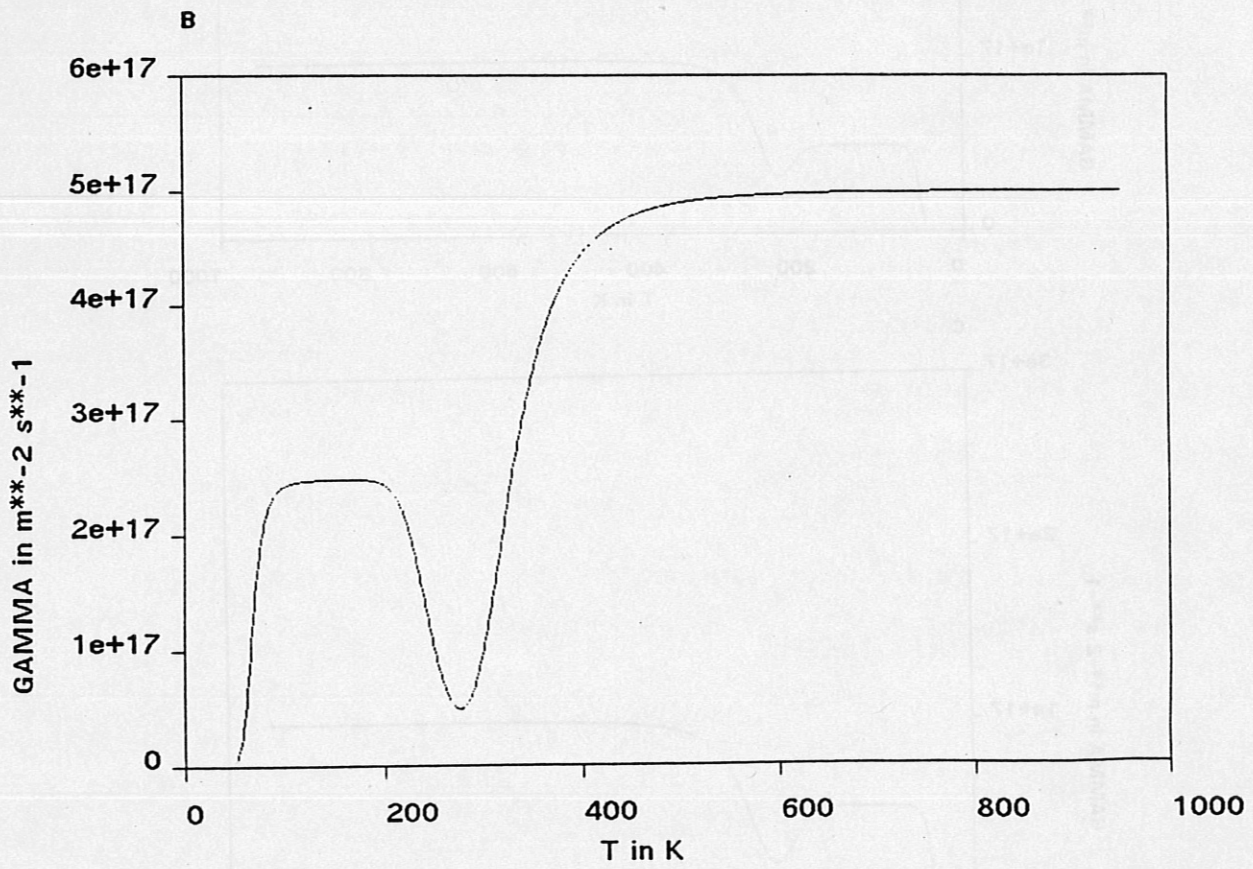
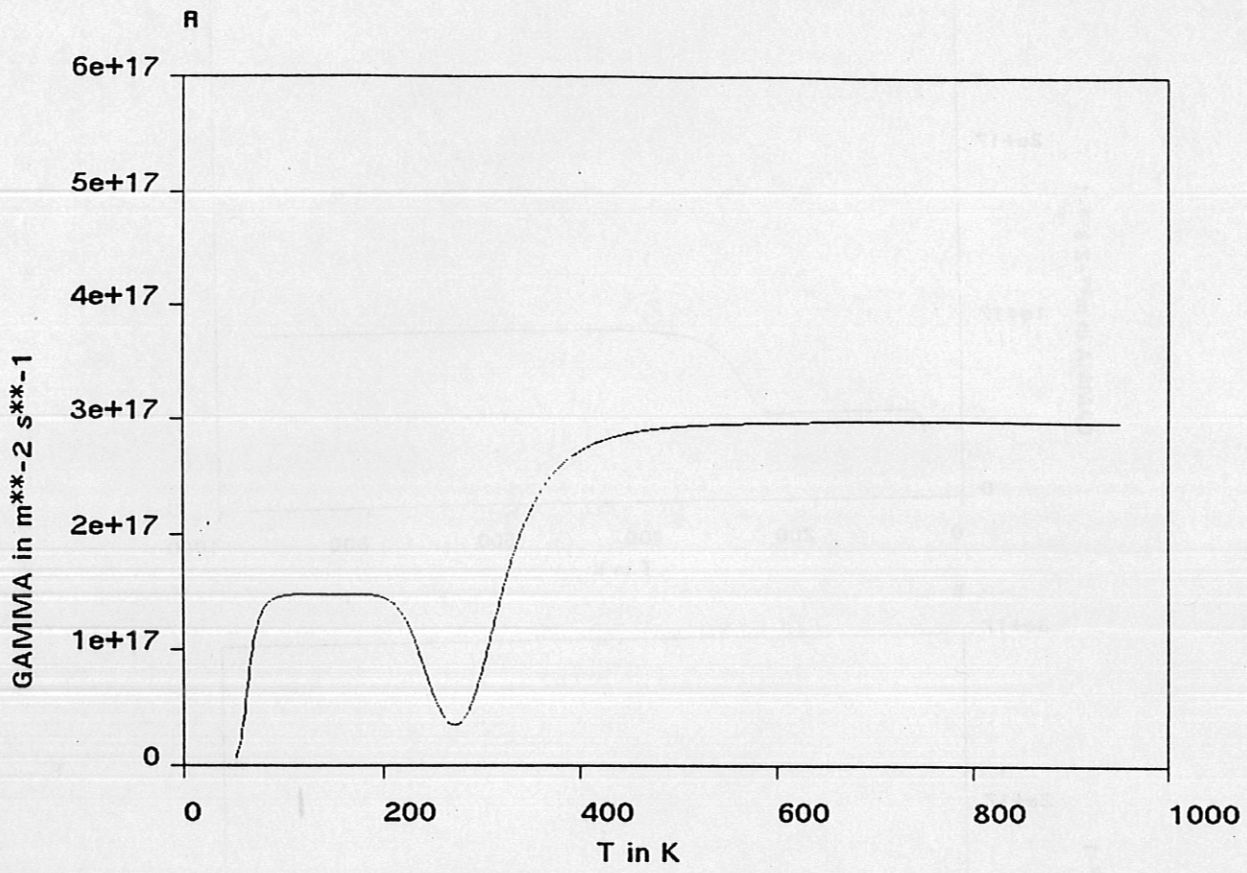


Abbildung 12