

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

CLASSICAL REFLECTION IN A HYDRODYNAMIC
MODEL OF LASER PLASMA INTERACTION

E. Cojocaru, P. Mulser

IPP IV/62

October 1973

*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.*

IPP IV/62

E. Cojocaru

P. Mulser

Classical Reflection in a
Hydrodynamic Model of Laser
Plasma Interaction

October 1973

Abstract

The dependence of temperature on the absorbed laser power and on the ion charge in laser produced plasma has been theoretically investigated in plane and spherical geometry for Nd laser intensities from $\phi_0 = 10^{13}$ to 10^{15} W/cm^2 in rectangular pulse form. The classical reflection coefficient R_Z has been found to be connected with that of deuterium by the power law $R_Z = R_D Z^{4/9}$. It follows that classical reflection cannot be effectively suppressed by seeding targets with high Z materials.

Einleitung

Zweck der vorliegenden Arbeit ist es, die Abhängigkeit der Elektronentemperatur und der klassischen Reflexion von der Laserintensität ϕ und der Ionenladungszahl Z in einem Leistungsbereich zu untersuchen, wo Wärmeleitung eine domonierende Rolle spielt. Für Nd-Laserlicht wird nach numerischen Berechnungen Wärmeleitung etwa ab $\phi = 10^{13} \text{ W/cm}^2$ wichtig /1/. Theoretischen Überlegungen zufolge sollte dann die Plasmatemperatur T_e proportional zu $\phi^{2/3}$ anwachsen /2/. Andererseits liegen nunmehr zuverlässige Temperaturmessungen für Nd-Laserintensitäten bis zu etwa 10^{15} W/cm^2 vor. So wurde in /3/ für den Bereich 10^{12} bis 10^{14} W/cm^2 die Abhängigkeit $T_e \sim \phi^{0.36}$ ermittelt. In /4/ und /5/ wurden die Messungen bis $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ausgedehnt und die Proportionalität $T_e \sim \phi^{0.3}$ festgestellt. Aus zusätzlich zu den in /6/ präsentierten Daten ergab sich $T_e \sim \phi^{0.2}$. Soweit bekannt, wurde die vorhergesagte $\phi^{2/3}$ -Abhängigkeit lediglich in /7/ und /8/ bei niedrigeren Intensitäten gefunden. Auffällig ist die starke Streuung in den Exponenten und die Abweichung von der $\phi^{2/3}$ -Gesetzmässigkeit gerade bei hohen Intensitäten.

Wenig experimentelles und theoretisches Material liegt über die Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der Ladungszahl

Z der Ionen vor /9/. Diese Abhängigkeit wird wichtig, wenn nach der Erhöhung der klassischen, d.h. Stossabsorption durch Ionen mit höherer Ladungszahl gefragt wird. Da die Elektronen-Ionenstossfrequenz ν_{ei} proportional zu $n_e Z / T_e^{3/2}$ ist, wurde verschiedentlich darauf hingewiesen, dass Beimengung von Hoch-Z-Materialien in der Absorptionsschicht des Targets anomale Effekte (Rückstreuung, überthermische Elektronen) und Reflexion des Laserlichts auf ein erträgliches Mass reduzieren könnten /10,11/. Der Erfolg einer solchen Massnahme wird aber wesentlich davon abhängen, wie sich die Temperatur T_e mit der Ladungszahl Z ändert. Wäre T_e unabhängig von Z, so müsste man z.B. für die Reflexion R_Z von Material mit Ionenladungszahl Z etwa folgende Relation finden (siehe unten)

$$R_Z \sim R_D^Z$$

(R_D Reflexion an Deuterium), was eine sehr starke Abhängigkeit von Z bedeutet. Einerseits widerspricht jedoch eine solche Gesetzmässigkeit den Experimenten /5/ und zum andern werden die folgenden Untersuchungen zeigen, dass eine weit schwächere Abhängigkeit R_Z von Z zu erwarten ist.

A. Energiebilanz

Unter Zugrundelegung klassischer Absorption und Wärmeleitung lässt sich die Plasmaerzeugung in ebener ($n = 0$) und sphärischer Geometrie ($n = 2$) angenähert durch die Erhaltungssätze der Hydrodynamik für eine Flüssigkeitskomponente beschreiben:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n \rho v) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{2}{3} c_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (\rho T) \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\kappa_0}{c_v Z} \frac{1}{\rho r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial r}) - \frac{2}{3} T \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n v) \quad (3)$$

Dabei stellt c_v die spezifische Wärme pro Masseneinheit dar; für $T_i = T_e$ ist $c_v = \frac{3}{2} (Z+1) k/m_i$ und für $T_i = 0$ ist $c_v = \frac{3}{2} Z k/m_i$. κ_0 ist der T- und Z-unabhängige Faktor in der Elektronenwärmeleitung gemäss $\kappa_e = \frac{\kappa_0}{Z} T^{5/2}$ (siehe /1/, S. 192). Die übrigen Grössen haben die übliche Bedeutung. Die Divergenz der Laserintensität $\phi(r, t)$ müsste als Quellterm in Gl. (3) erscheinen. Da es sich hier jedoch um die Auffindung einfacher Gesetzmässigkeiten handelt, nehmen wir an, dass nur bei der kritischen Dichte ρ_c (d.h. wo $\omega_{pe} = \omega_{\text{Laser}}$ ist) absorbiert wird. Mit ϕ_a als der absorbierten Laserintensität haben wir dann die zusätzliche Relation

$$\phi_a = - \frac{\kappa_0}{Z} T_c^{5/2} \frac{\partial T_c}{\partial r} \quad (4)$$

In dieser Näherung wird das Maximum der Temperatur T_c bei der kritischen Dichte erreicht und der Wärmefluss spaltet sich in zwei Anteile auf:

$$\phi_a = \phi_r + \phi_l ,$$

wobei ϕ_r den nach rechts und ϕ_l den nach links gerichteten Wärmestrom bedeutet. Integration der Gl. (3) im Ort vom Fusspunkt der Wärmewelle r_F bis zur kritischen Dichte (r_c) ergibt mit Hilfe von Gl. (1,2) und der Bedingung (4)

$$\frac{d}{dt} \int_{r_F}^{r_c} r^n \rho (c_v T + \frac{v^2}{2}) dr + r_c^n \rho_c v_c [c_v T_c + \frac{p_c}{\rho_c} + \frac{v_c^2}{2}] = r^n \phi_l \quad (5)$$

d.h. der Wärmefluss nach links hat den Energiebedarf für Erzeugung und Aufheizung von Plasma sowie die Verluste durch Konvektion an der kritischen Dichte zu decken. Aus (5) lassen sich sofort die Bedingungen für die Gültigkeit der $\phi^{2/3}$ -Abhängigkeit der Temperatur bestimmen: (I) das Integral muss stationär sein, (II) es muss eine ϕ -unabhängige Beziehung zwischen der Ausströmgeschwindigkeit v_c und der lokalen Schall-

geschwindigkeit herrschen und (III) ϕ_r muss proportional zu ϕ_l oder vernachlässigbar sein. Annahme (II) ist weder in ebener noch in sphärischer Geometrie erfüllt (siehe unten).

B. Ebener Fall

Als erstes schätzen wir ϕ_r ab. Gleichung (3) enthält zwei Zeitskalen: Temperaturunterschiede breiten sich mit Elektroschallgeschwindigkeit s_e aus, während für die Dynamik die Ionenschallgeschwindigkeit $S = (\frac{2}{3} C_v T)^{1/2} \ll S_e$ die charakteristische Grösse ist. Dies bedeutet, dass eine Erhöhung der Temperatur T_c eine sofortige Erhöhung der Temperaturen im gesamten Bereich $\rho < \rho_c$ nach sich zieht und die Expansionsarbeit des Plasmas durch ϕ_r gedeckt wird. Ferner sind die Temperaturgradienten im unterdichten Plasma klein, da der Temperatureausgleich um so effektiver ist, je kleiner die Dichte wird (siehe Gl. (3) und Abb. 1). Daher kann für die Abschätzung von ϕ_r eine isotherme Verdünnungswelle zugrunde gelegt werden /12/:

$$\rho = \rho_s e^{-\frac{x-x_s}{st}}$$

$$V = S + \frac{x-x_s}{t}$$

(6)

Der Index s bezeichnet die Grössen an der Stelle, wo die Schallgeschwindigkeit erreicht wird. Aus Gl. (3) folgt durch

Integration von x_c bis ∞

$$\Phi_r = C_v \frac{dT}{dt} \int_{x_c}^{\infty} \rho dx + \frac{2}{3} C_v T \int_{x_c}^{\infty} \rho \frac{\partial v}{\partial x} dx \quad (7)$$

was mit (6) ergibt

$$\Phi_r = (3st + s) p_c \quad (8)$$

Für die in Abb. 1 errechnete absorbierte Laserintensität $\phi_a = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ergibt sich daraus $\phi_r = 0,1 \cdot \phi_a$. Dieser Fluss geht zu etwa gleichen Teilen in die Erhöhung der inneren Energie $3stp_c$ und in Expansionsarbeit sp_c . Im Vergleich dazu ist der Energiestrom durch Konvektion an der kritischen Dichte wesentlich höher (Machzahl $M = 2$):

$$\rho_c v_c \left[C_v T_c + \frac{p_c}{\rho} + \frac{v_c^2}{2} \right] = 9 p_c s^3 = 1,8 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$$

Dimensionsbetrachtungen. Aus den Gleichungen (1) - (4) ist ersichtlich, dass der Prozess der Plasmaerzeugung von ϕ_a , $\frac{\kappa_0}{2}$, C_v , x und t abhängt. Mit so vielen Grössen lässt sich keine Dimensionsanalyse durchführen. Wegen der guten Wärmeleitung und der schwachen Gradienten kann näherungsweise an-

genommen werden, dass sich T , v und ρ nicht stark ändern, wenn die Laserenergie nicht bei ρ_c , sondern bei irgendeiner anderen Dichte $\rho < \rho_c$ absorbiert wird, d.h. man kann

$$\phi_a, \frac{\kappa_0}{Z}, C_v, x, t$$

als die wesentlichen unabhängigen Parameter ansehen. Daraus lassen sich dann eindeutig die Abhängigkeiten für alle anderen Größen angeben, die nicht von x abhängen, denn aus

$\phi_a, \frac{\kappa_0}{Z}, C_v, t$ lässt sich keine dimensionslose Variable bilden. Eine Folgerung ist, dass in diesem Modell das Verhältnis von mittlerer zu maximaler Temperatur und thermischer zu kinetischer Energie unabhängig von ϕ , t und Z ist. Dieser Sachverhalt wird durch genauere numerische Rechnungen bestätigt. Für die Temperatur selbst ergibt sich aus der Dimensionsanalyse die Abhängigkeit ($\langle T \rangle$ oder T_{\max}):

$$T \sim \phi_a^{1/3} \kappa_0^{-1/3} Z^{1/3} C_v^{1/6} t^{1/3} \quad (9)$$

Dies kann mit den numerisch gefundenen Abhängigkeiten verglichen werden, in denen Elektronen- und Ionentemperatur und nicht lokale Absorption berücksichtigt wurden (siehe Anhang). Die Rechnungen wurden durchgeführt für $Z = 1, 2, 6$ und 15 . Für $Z = 1, 2, 6$ wurde die Ionenmasse m ; proportional zu Z angenommen (vollionisiertes Plasma), während für $Z = 15$ das Atomgewicht von Kupfer

zugrunde gelegt wurde. Die Temperaturabhängigkeit von ϕ_a und Z kann aus Abb. 3 entnommen werden. Es ergibt sich im Mittel für eine absorbierte Leistung $\phi_a > 10^{13} \text{ W/cm}^2$

$$T \sim \phi_a^{4/9} \quad (10)$$

Die Abhängigkeit von Z schwankt zwischen $Z^{1/3}$ und $Z^{1/4}$.

C. Sphärischer Fall

Während dem ebenen Modell nur als theoretischem Grenzfall Bedeutung zukommt, hat der eindimensionale sphärische Fall (allseitig gleichmässig bestrahlte Kugel mit Anfangsradius r_0) erhebliche praktische Relevanz sowohl für Einstrahlexperimente als auch für Kompressionsstudien zur Erreichung von thermonuklearen Fusionsbedingungen /13/.

Die in ebener Geometrie gemachte Annahme der Absorption im Bereich der kritischen Dichte und der Temperaturkonstanz für $r > r_c$ treffen auf den sphärischen Fall noch besser zu (vgl. Abb. 2). Wegen des grossen Unterschiedes zwischen Festkörperdichte ρ_0 und kritischer Dichte ρ_c verläuft die Plasmadynamik im Bereich $\rho \leq \rho_c$ über lange Zeit ausserdem quasi stationär, sofern die Laserintensität sich zeitlich nicht stark ändert. Dichte- und

Geschwindigkeitsverlauf können dann analytisch angenähert werden. Gleichung (2) für den stationären Fall

$$\frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial r} = -s^2 \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r}$$

lässt sich sofort integrieren und ergibt für die Dichte

$$\rho = \rho_c e^{-\frac{1}{2s^2}(v^2 - v_c^2)} = \rho_c e^{-\frac{1}{2}(M^2 - M_c^2)} \quad (11)$$

($M = v/s$, Machzahl). Ersetzen von ρ in der Kontinuitätsgl. (1)

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 v \rho) = 0$$

liefert die Ortsabhängigkeit von M gemäss der Beziehung

$$\ln \frac{M}{M_c} = \ln \frac{r_c^2}{r^2} + \frac{1}{2} (M^2 - M_c^2) \quad (12)$$

und somit $\rho(r)$

$$\rho = \rho_c \frac{r_c^2}{r^2} \frac{M_c}{M} \approx \rho_c \frac{r_c^2}{r^2} \frac{M_c^2 + 1}{2 + [(M_c^2 - 1)^2 + 2(M_c^2 + 1) \ln \frac{r^2}{r_c^2}]^{1/2}} \quad (13)$$

In Abb. 2 ist der Verlauf von (12) und (13) als Ma^* und n_e^* eingetragen und kann mit dem Ergebnis der numerischen Rechnung für eine (auf r_0 bezogene) eingestrahlte Intensität $\phi_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$ unmittelbar verglichen werden. Die Abweichungen in der Dichte liegen im gesamten Bereich $\rho < \rho_c$ unter 35%.

Berechnet man jedoch aus (12) und (13) den nach rechts gerichteten Wärmestrom ϕ_r , so ergibt sich aus Gl. (3)

$$\phi_r = \frac{2}{3} c_v \frac{1}{r_c^2} T \int_{r_c}^{\infty} \rho \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) dr = S^3 M_c \int_{r_c}^{\infty} \frac{1}{r^2 M} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 M) dr \quad (14)$$

also ein logarithmisch divergierender Wärmestrom. Dies besagt lediglich, dass in sphärischer Geometrie der in Expansionsarbeit gehende Wärmestrom ϕ_r nicht mehr vernachlässigbar ist gegenüber ϕ_l . In der Elektronentemperaturkurve aus Abb. 2 kommt dies in dem deutlichen Wendepunkt rechts von r_c zum Ausdruck. Wegen der Quasistationarität hat man für ϕ_l

$$\phi_l = \rho_c v_c \left[c_v T_c + \frac{p_c}{\rho_c} + \frac{v_c^2}{2} \right]$$

Es zeigt sich, dass v_c , d.h. M_c von ϕ_l abhängt und deshalb ist die ϕ_a -Abhängigkeit von T schwächer als $\phi_a^{2/3}$, und zwar ergibt sich aus Abb. 4 für den Intensitätsbereich $\phi_0 = 10^{13}$ bis 10^{15} W/cm^2

$$T \sim \phi_a^{1/2} Z^{0.15} \quad \text{für } Z = 1, 2, 6 \quad (15)$$

ϕ_a ist dabei die auf den jeweiligen kritischen Radius r_c bezogene absorbierte Intensität. r_c variiert nur wenig für verschiedene Z (siehe Abb. 5; $r_c \sim Z^{0.04}$). Sowohl im ebenen als auch im sphärischen Fall strömt das Plasma an der kritischen Dichte mit Überschallgeschwindigkeit aus; in ebener Geometrie ist dies wegen der Nichtstationarität möglich, im sphärischen Fall wegen der Divergenz der Strömung (Düseneffekt). In Abb. 5 ist ein

Beispiel für den Druckverlauf über der Ortskoordinate bis zum Fusspunkt der Wärmewelle wiedergegeben. Für vollionisierte Plasmen sind die Druckunterschiede gering. Der erhöhte Druck für $Z = 15$ ist eine Folge des kleineren Verhältnisses Zk/m_i . Wie aus der Abbildung ersichtlich, trägt Wärmeleitung wesentlich zur Druckerhöhung und somit zur Kompressionssteigerung der kalten Materie bei.

D. Reflexion

Für Nd-Laserintensitäten $\phi_0 \gtrsim 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ($\lambda_{\text{Nd}} = 1.06 \mu\text{m}$) wird das Verhältnis von Elektronen-Ionenstossfrequenz zur Laserfrequenz ν_{ei}/ω_0 genügend klein, so dass die Absorption der exponentiell abfallenden Welle im Dichtegebiet $\rho > \rho_c$ vernachlässigbar ist. Der Reflexionskoeffizient für senkrechte Inzidenz ist dann durch

$$R = e^{-2 \int_{r_c}^{\infty} \alpha dr} \quad (16)$$

ausdrückbar und der Absorptionskoeffizient α kann folgendermassen genähert werden (siehe z.B. /1/):

$$\alpha = \frac{\omega_{pe}^2 \nu_{ei}}{c \omega_0^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2}} \sim \frac{Z}{T_e^{3/2}} \frac{n_e^2}{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2}} \quad (17)$$

Legen wir nun den sphärischen Fall zugrunde. Nach (13) ist

$$n_e = n_c \left(\frac{r_c}{r}\right)^2 \frac{M_c}{M} = n_c \int \eta(\xi) \quad \text{und}$$

$$\int \alpha dr \sim r_c \frac{Z}{T_e^{3/2}} \int \frac{n_e^2 d(r_c/r)}{\left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2}} \sim r_c \frac{Z}{T_e^{3/2}} \int_0^1 \eta^2 \xi^{1/2} \frac{d\xi}{(1 - \eta\xi)^{1/2}} = \text{const.} r_c \frac{Z}{T_e^{3/2}} \quad (18)$$

Da sich r_c nur sehr schwach mit Z ändert, ist die Reflexion R_Z für Ionen mit der Ladung Z im wesentlichen durch die Z -Abhängigkeit von $T_e (= T)$ mitbestimmt. Aus den hier durchgeführten Rechnungen ergibt sich im Bereich $\phi_0 \simeq 10^{13}$ bis 10^{15} W/cm^2

$$T \sim \phi_0^\gamma Z^\delta t^\epsilon$$

mit $\gamma = 0.36$ bis 0.37 , $\delta = 0.33$ bis 0.35 und $\epsilon = 0.1$ bis 0.2 .

Mit (18) ergibt sich hieraus

$$R_Z = R_D Z^{4/9} \quad (19)$$

(R_D Reflexionskoeffizient für Deuterium).

Die numerisch berechneten Reflexionswerte für $\phi_0 = 10^{14}$ und 10^{15} W/cm^2 für allseitig bestrahlte Kugeln mit Radius $r_0 = 200 \mu\text{m}$ sind für $t = 1$ und 2 ns in Abb. 6 wiedergegeben. Für $Z = 1, 2, 6$ ist Relation (19) sehr gut erfüllt; $Z = 15$ liegt wiederum etwas abseits wegen des verschiedenen $Zk/m; -$ Wertes. (Zum Vergleich sind in Abb. 7 die Reflexionskoeffizienten für den ebenen Fall dargestellt).

Das Ergebnis in Abb. 6 ist, dass Beimengung von Hoch-Z-
Materialien im Fall klassischer Absorption nicht sehr
effektiv ist.

Die Untersuchung der klassischen Reflexion in Abhängigkeit
von Z wurde von Dr. K. Eidmann angeregt.

Anhang

Die hier durchgeführten Rechnungen wurden nach folgenden Formeln berechnet

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(n_e \vec{v}) = 0, \quad n_i = n_e / Z$$

$$n_i m_i \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla(\rho_e + \rho_i)$$

$$\frac{3}{2} n_e k \frac{dT}{dt} = \nabla \vec{\phi} + \nabla(\kappa_e \nabla T_e) - \frac{3}{2} n_e k \frac{2m_e}{m_i} v_{ei} (T_e - T_i) - \rho_e \nabla \vec{v}$$

$$\frac{3}{2} n_i k \frac{dT_i}{dt} = \frac{3}{2} n_e k \cdot \frac{2m_e}{m_i} v_{ei} (T_e - T_i) - \rho_i \nabla \vec{v}$$

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi} Z^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{3\sqrt{m_e} k^{3/2} T_e^{3/2}}$$

$$\kappa_e = \gamma_0(Z) \cdot \frac{3 k^{7/2} T_e^{5/2}}{4\sqrt{m_e} \sqrt{2\pi} e^4 Z \ln \Lambda}$$

Für $\nabla \vec{\phi}$ wurde die optische Näherung benutzt mit dem Absorptionskoeffizienten α

$$\alpha = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(n) = \frac{4\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{1}{2} [\sqrt{A^2 + B^2} - A]}$$

Der Brechungsindex n ist gegeben als

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2 (1 - \frac{v_{ei}^2}{\omega_0^2})} + i \frac{v_{ei}}{\omega_0} \omega_{pe}^2 \frac{1}{\omega_0^2 (1 - \frac{v_{ei}^2}{\omega_0^2})} = A + iB$$

Für die Berechnung der Wärmeleitung wurde das Schema in /14/ verwendet. Die künstliche Viskosität ist nach /15/, S. 209, 222 angesetzt.

Literaturnachweis

- / 1/ P. Mulser, R. Sigel, S. Witkowski, Phys. Reports 6C, 189 (1973)

- / 2/ J.L. Bobin, Phys. Fluids 14, 2341 (1971)

- / 3/ T.P. Donaldson, R.J. Hutcheon, M.H. Key, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 6, 1525 (1973)

- / 4/ S. Witkowski in "Laser Interaction with Matter", Herausg. Ch. Yamanaka, Japan Society for the Promotion of Science, S. 301 (1973)

- / 5/ K. Eidmann, R. Sigel in "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Herausg. H.J. Schwarz, H. Hora, Plenum Press, New York-London (in Vorbereitung)

- / 6/ B.M. Klein, C.M. Dozier, D.J. Nagel, R.R. Whitlock in "Proc. Sixth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics", Moscow 1973, Vol. 1, S. 443

- / 7/ A. Caruso, A. De Angelis, G. Gatti, R. Gratton, S. Martellucci, Phys. Letters 35A, 279 (1971)

- / 8/ M. Galanti, N.J. Peacock in "Proc. Sixth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics", Moscow 1973, Vol. 1, S. 427
- / 9/ P.J. Mallozzi, H.M. Epstein, R.G. Jung, D.C. Applebaum, B.P. Fairand, W.J. Gallagher, Battelle Rep. 1972 Vol. II (Columbus Laboratories)
- /10/ M.N. Rosenbluth, R.Z. Sagdeev, Comm. Plasma Phys. and Controlled Fusion, Comm. Mod. Phys. E 1, 129 (1972)
- /11/ R.L. Morse, C.N. Nielson, Phys. Fluids 16, 909 (1973)
- /12/ L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Fluid Mechanics, Pergamon Press London, New York, Paris, Los Angeles 1959, S. 359
- /13/ J. Nuckolls, J. Emmett, L. Wood, Physics Today/August 1973, S. 46
- /13/ U. Schwenn, "Wärmeleitung in lasererzeugten Plasmen" Diplomarbeit TU München 1973
- /14/ R.D. Richtmyer, Difference Methods for Initial Value Problems, Interscience Publishers, Inc., New York 1957

EBEN, $\Phi_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $Z = 1$, $t = 2 \text{ ns}$

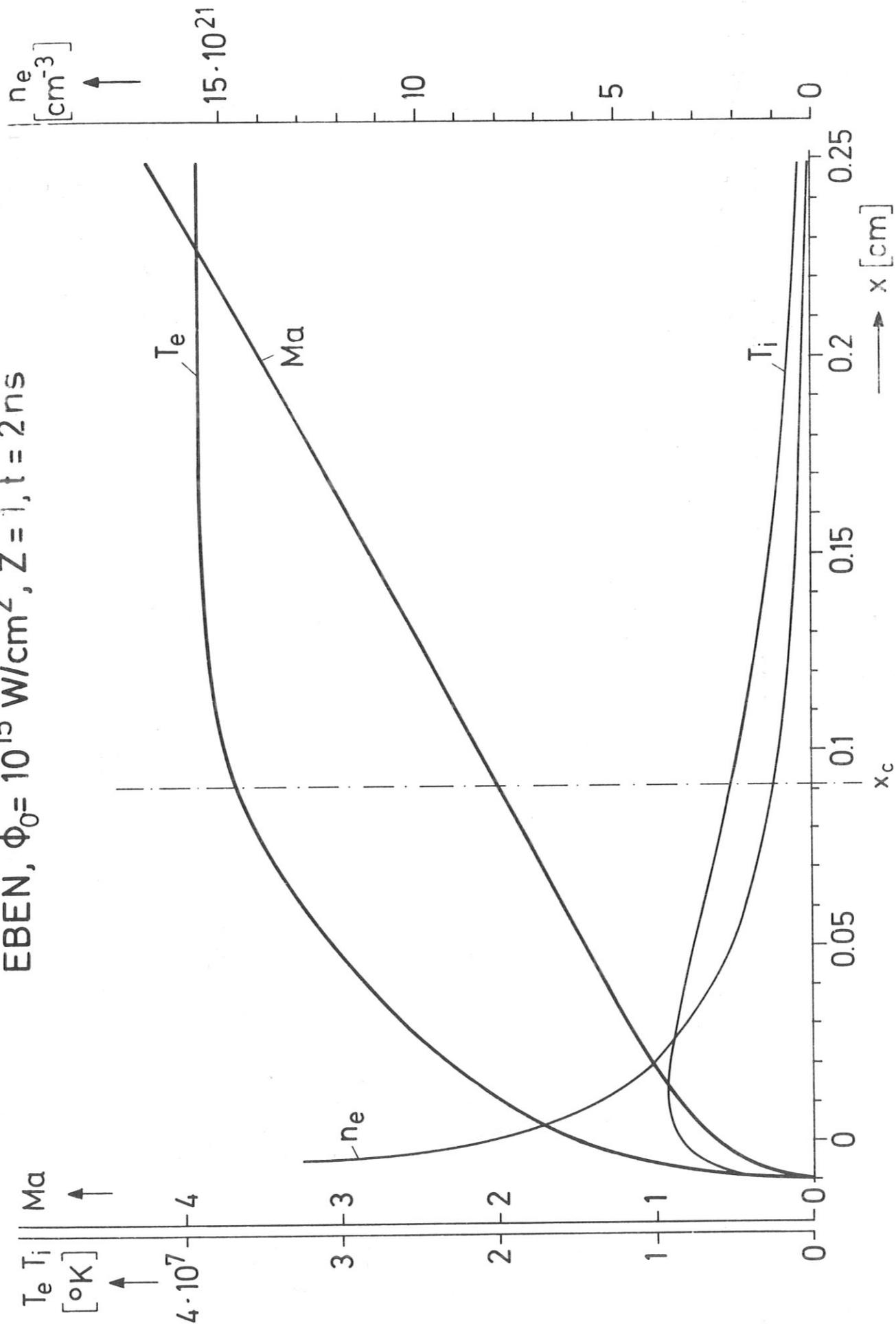


Abb. 1. Elektronendichte n_e , Elektronen- und Ionentemperatur T_e , T_i und Machzahl $Ma = v/s$ über Ort x nach 2 ns für Deuterium, Nd-Laserintensität $\Phi_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$, x_c Ort der kritischen Dichte $n_c = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

SPHÄRISCH, $\Phi_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $Z = 1$, $t = 2 \text{ ns}$

$r_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$

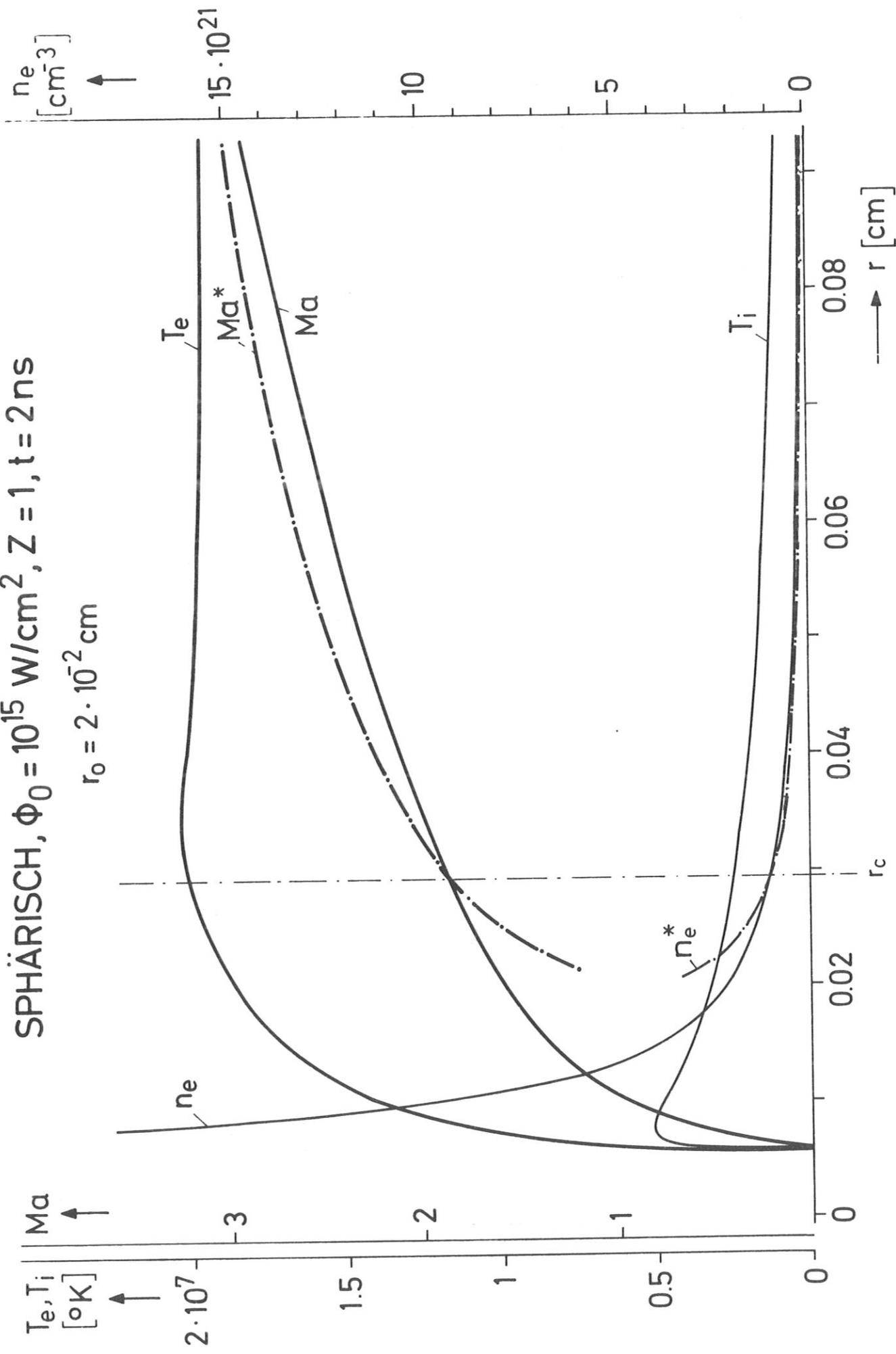


Abb. 2. n_e, T_e, T_i, Ma über Radius r für Kugel aus Deuterium mit Anfangsradius $r_0 = 200 \mu\text{m}$ nach 2 ns . Darauf bezogene Laserintensität ist $\Phi_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$. n_e^* und Ma^* sind nach Formel (12) und (13) berechnet. r_c Ort der kritischen Dichte.

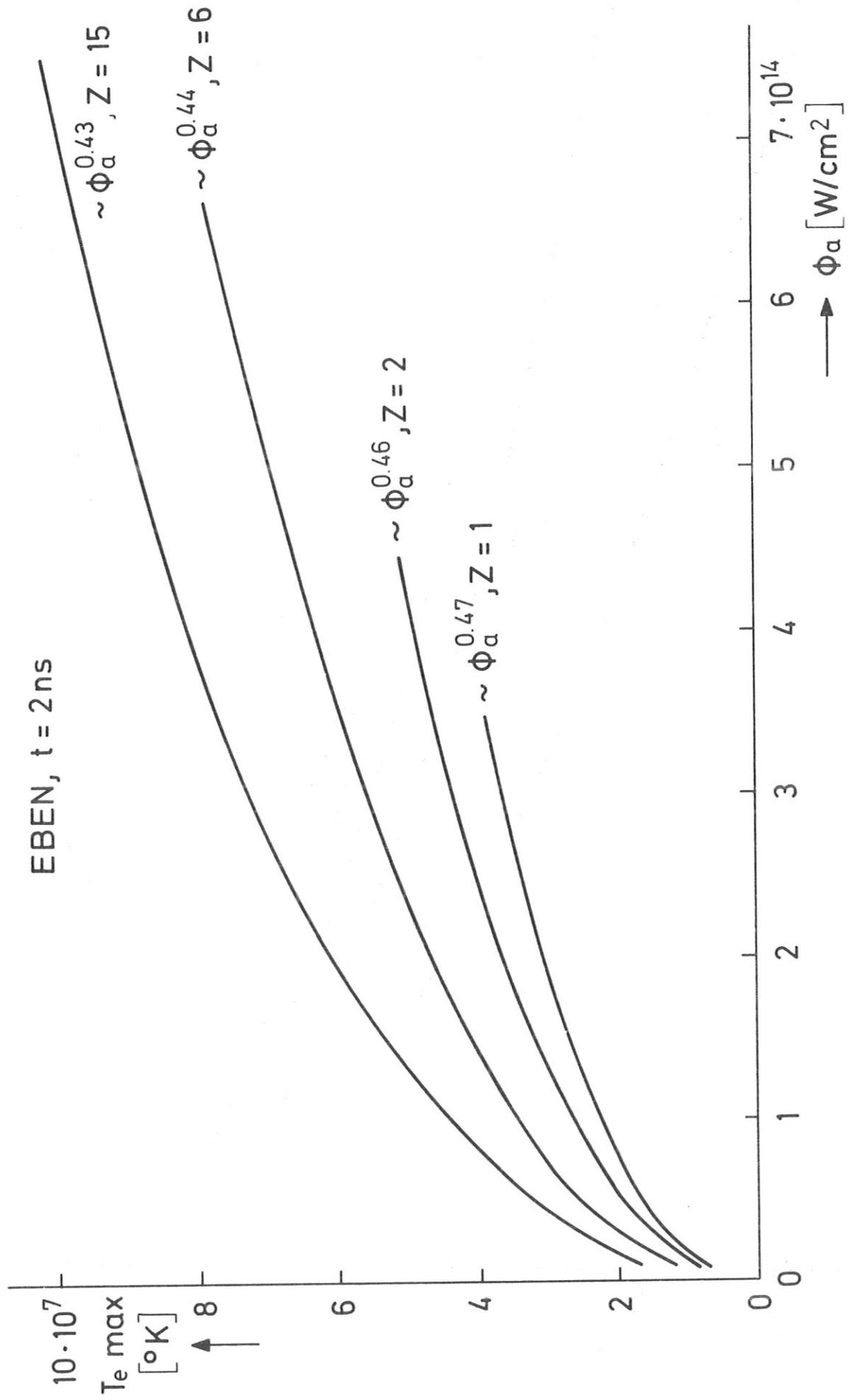


Abb. 3. Abhängigkeit der maximalen Temperatur $T_e \text{ max}$ von der absorbierten Intensität ϕ_a in ebener Geometrie nach 2 ns. Parameter ist Ionenladungszahl Z .

SPHÄRISCH, $t = 2 \text{ ns}$

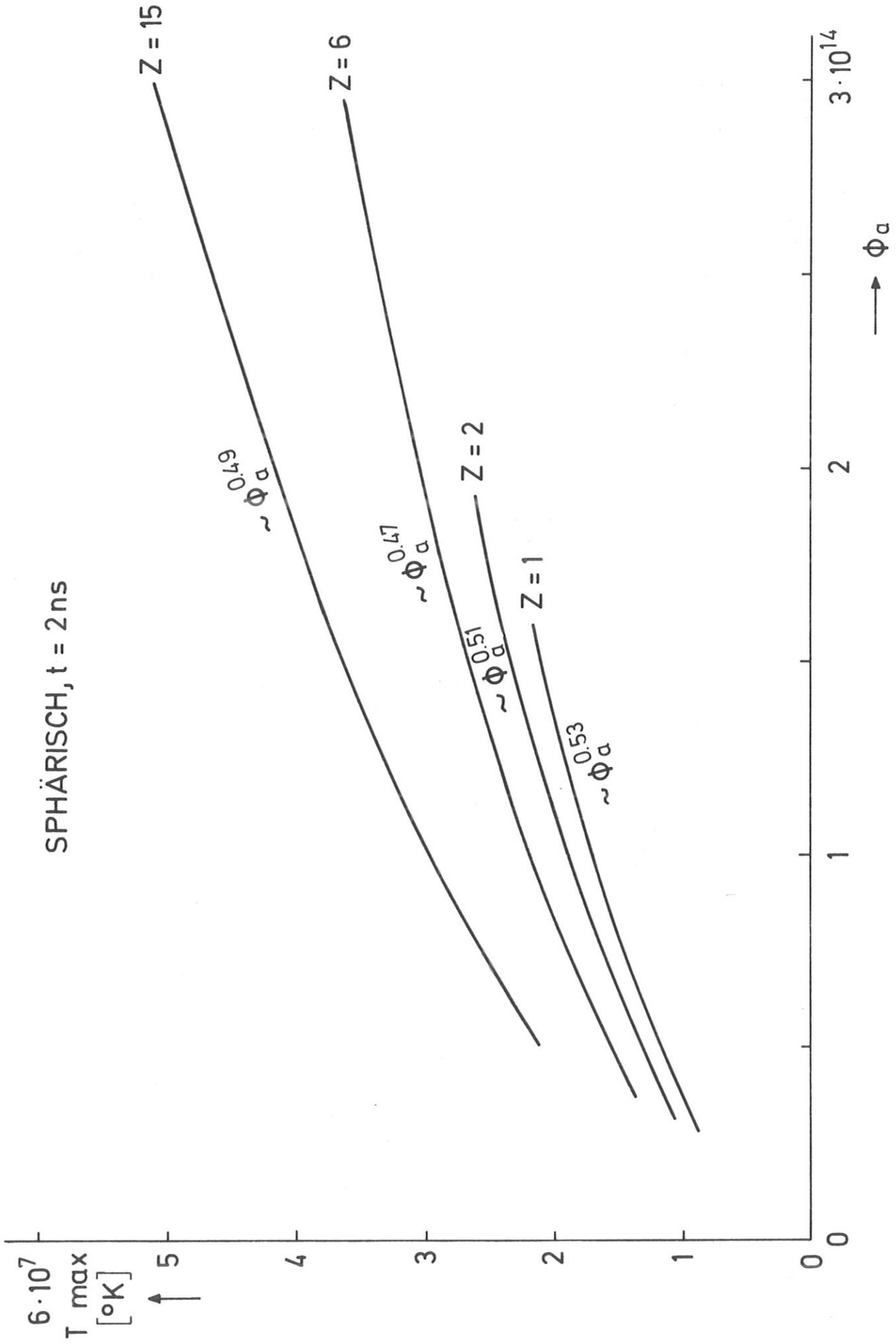


Abb. 4. Abhängigkeit von T_{max} von der auf den jeweiligen kritischen Radius r_c bezogene absorbierte Laserintensität ϕ_a nach 2 ns. Parameter ist Ionenladungszahl Z .

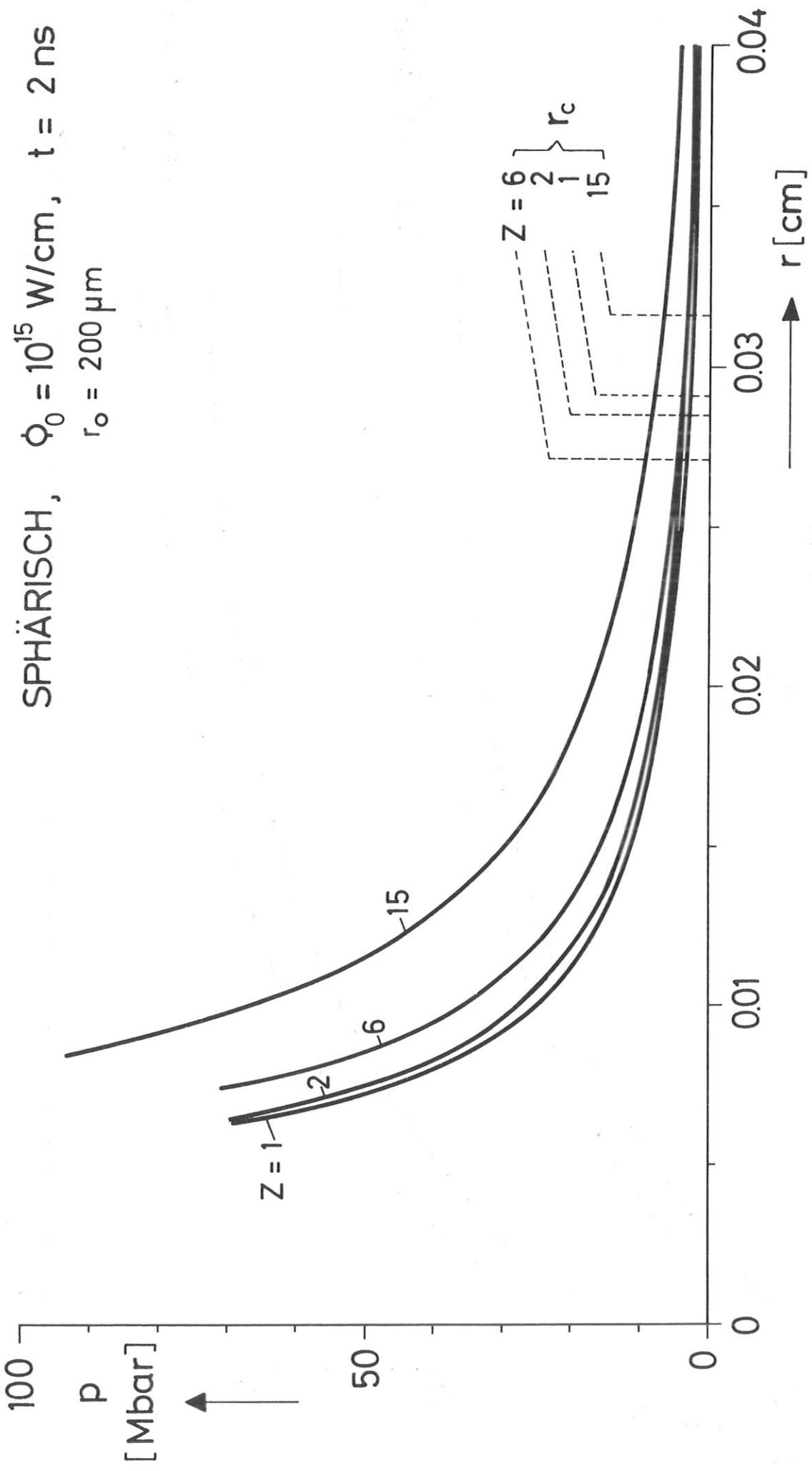


Abb. 5. Druck in Abhängigkeit von r für $\dot{\phi}_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$ nach 2 ns.

REFLEXION SPHÄRISCH, $t_1 = 1\text{ ns}$, $t_2 = 2\text{ ns}$

$$R_Z \sim R_D^{Z^{4/9}}$$

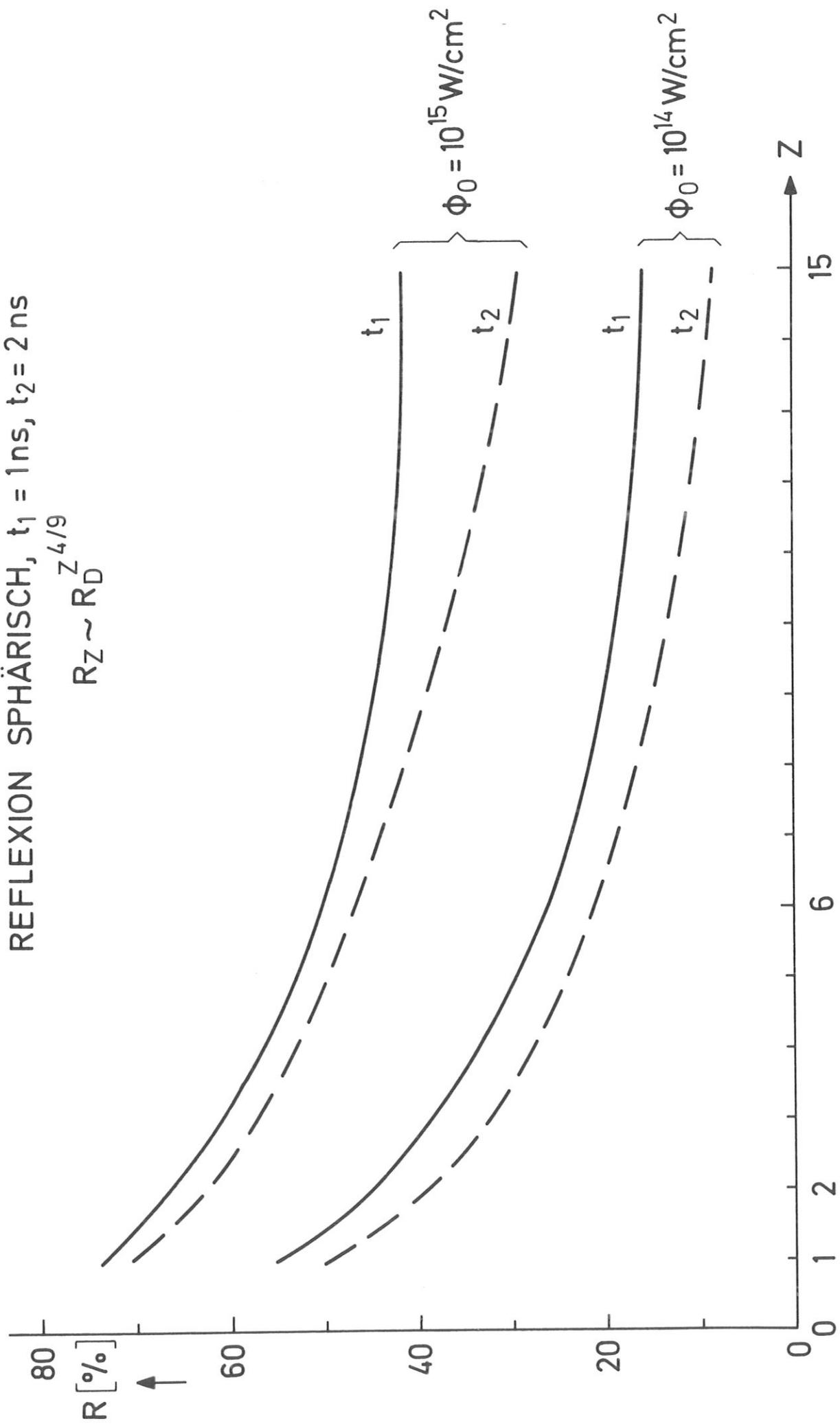


Abb. 6. Reflexion nach 1 und 2 ns für Kugeln mit Radius $r_0 = 200 \mu\text{m}$ und eingestrahlte Intensitäten $\phi_0 = 10^{14}$ und 10^{15} W/cm^2 (Laserleistung $L = \pi^2 r_0^2 \phi_0$ ist konstant).

REFLEXION EBEN, $t = 2\text{ns}$

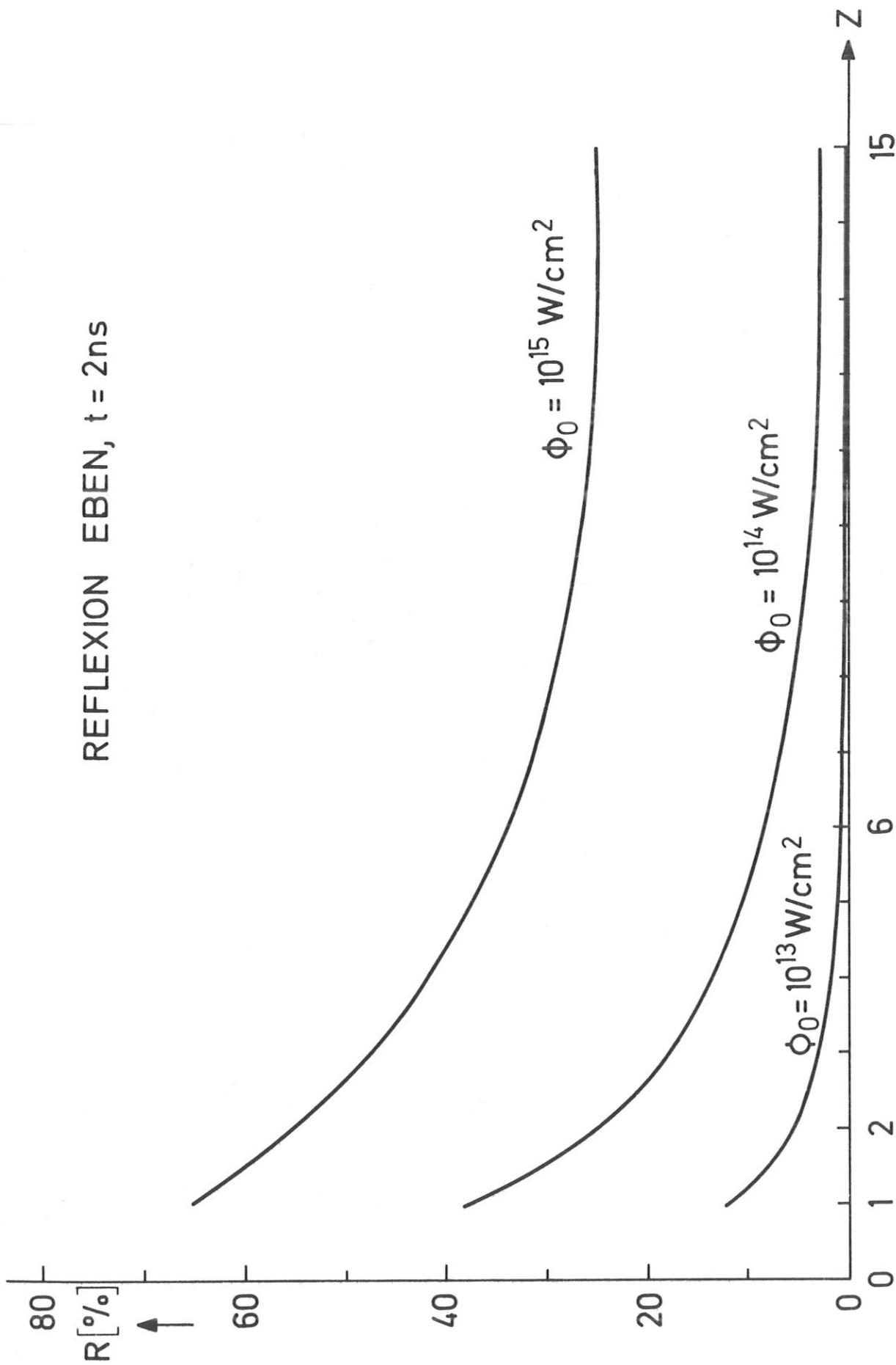


Abb. 7 Reflexion in ebener Geometrie für $\phi_0 = 10^{13}, 10^{14}, 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

Für $Z = 1, 2, 6$ wurden die Ionenmassen $m_D, 2m_D, 6m_D$ (m_D Masse des Deuteriumkernes), für $Z = 15$ die von Kupfer zugrundegelegt.