

Inelastische Prozesse in ultra-kurzer
Laser-Materie-Wechselwirkung

Robert E. W. Pfund

MPQ-Report
248

Inelastische Prozesse in ultra-kurzer
Laser-Materie-Wechselwirkung

Robert E. W. Pfund

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85740 Garching, Bundesrepublik Deutschland

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
BIBLIOTHEK
Hans-Kopfermann-Str. 1
D-85748 Garching
Tel.-Nr. (089) 32905-148

Summary

Within the framework of this thesis Particle-In-Cell (PIC) simulations of relativistic laser matter interaction have been developed including inelastic processes such as field and electron collisional ionization, binary collisions and bremsstrahlung. The code LPIC is a 1D3V PIC code with one spatial and three velocity dimensions.

The implementation for field ionization is based on the ADK tunneling formula by Ammosov, Delone and Krainov or alternatively on the “barrier suppression ionization” model. Energy conservation throughout this process is realized by a fictitious ionization current withdrawing the ionization energy from the field. The electron collisional ionization is also energy conserving. The binary Coulomb collisions are treated in a way that is equivalent to the Fokker-Planck operator in Landau form.

With this code the ionization dynamics of a $1\mu\text{m}$ thick helium gas layer at slightly overcritical density ($2n_c$) using a six cycles long laser pulse with an intensity of $9 \times 10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$ is studied focusing on the time-dependence and clear identification of the different ionization mechanisms. Of particular importance is a new field ionization mechanism via quasi-static space charge separation fields generated by fast electrons leading especially at the rear surface of the target to directed electric fields of the same order of magnitude as the laser field amplitude. The feedback of the ionization on the reflected and transmitted pulse and the importance of collisional ionization are discussed. The fields at the rear side are characterized in space and time and compared to the ones at the front surface and systematic variations of the laser intensity and target density are investigated. With regard to an experimental realization a solid target is studied also. A 395nm thick boron foil is irradiated with $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ under 31° . The rearside electric field is quasi-static, parallel to the target normal and shows over a period of several laser cycles field strengths of the same order of magnitude as the laser amplitude ($10^{12}\text{V}/\text{m}$). This field might be used to build a high Z ion source for heavy ion accelerators.

In the second part of this thesis an experiment is simulated which for the first time showed isochoric heating of a thin surface layer (25-50nm) of aluminum with a temperature of 300eV. The pressure in this strongly coupled plasma (coupling parameter $\Gamma \approx 5$) is approximately 0.5Gbar. Due to the high electron temperature the plasma is non-degenerate. The PIC simulations reproduce the measured energy penetration depth and the charge

state distribution in the target. Since the binary Coulomb collisions are taken into account, the diffusive energy transport into the target can be studied. Beside the diffusive transport a distinct non local heat transport by fast electrons is observed. The PIC results are compared in detail to a hydro-diffusion-description. The electron spectrum and the electric potential built up at the front surface of the target with its effect on the electron transport are discussed as well as the absorption of the laser pulse.

In the last part, the bremsstrahlung generated in the interaction of high intensity laser pulses with solid targets is investigated. The PIC code now combines the relativistic laser-plasma-interaction selfconsistently with the bremsstrahlung generation. The bremsstrahlung of a $5\mu\text{m}$ thin lead foil using a p-polarized laser pulse impinging under 45° with an intensity of $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ is studied. The bremsstrahlung spectrum shows strong emission in the keV range and the maximum photon energies are 5MeV. The angular dependence of the emitted bremsstrahlung is studied in detail. It allows an insight into the electron dynamics in the target. It turns out that the fast electrons do not penetrate exactly perpendicular into the target, but the preferred propagation direction of the fast electrons lies between the target normal and the incoming laser direction.

Inhalt

Summary	iii
1 Einleitung	1
2 Theoretischer Rahmen und numerischer Ansatz	5
2.1 Kinetische Plasmabeschreibung	5
2.2 Kinetische Simulation, Particle-In-Cell Code	6
3 Feldionisation	9
3.1 Feldionisationsmodelle	9
3.2 Implementierung	11
3.3 Energieerhaltung	18
4 Stoßionisation	21
4.1 Monte Carlo Verfahren	21
4.2 Nullstoßmethode	22
4.3 Implementierung	24
5 Zweiteilchenstöße	27
5.1 Methode	27
5.2 Implementierung	31
5.3 Test	32
6 Feldionisation durch Elektronenjets	33
6.1 Überblick	33
6.2 Resultate basierend auf dem ADK-Modell	39
6.3 Feldionisation im Laserfeld	43
6.4 Schnelle Elektronen	46
6.5 Einfluß der Stoßionisation	50
6.6 Energiebetrachtungen	52
7 Starke, quasistatische elektrische Felder	57
7.1 Einleitung	57
7.2 Systematische Parametervariationen	61
7.3 Festkörpertarget: Borfolie	65
7.4 Mögliche Anwendungen	72

8 Isochores Heizen eines Festkörpers	75
8.1 Experiment	75
8.2 Simulationen	77
8.3 Ergebnisse	78
9 Bremsstrahlung	103
9.1 Motivation	103
9.2 Implementierung	107
9.3 Ergebnisse	109
Zusammenfassung	117
A Particle-In-Cell Algorithmus	123
A.1 Integration der Maxwell-Gleichungen	123
A.2 Integration der Bewegungsgleichung	126
A.3 Ladungs- und Stromdeposition	127
B Bremsstrahlungsroutine	129
B.1 Gesamtwirkungsquerschnitt	129
B.2 Energie des Photons	130
B.3 Abstrahlungswinkel des Photons	132
Literatur	133

Kapitel 1

Einleitung

Die maximal erreichbaren fokussierten Laserintensitäten stiegen in den sechziger Jahren zunächst drastisch an. Danach gab es über einen Zeitraum von 20 Jahren keine nennenswerten Fortschritte, siehe Abbildung 1.1. Mitte der achtziger Jahre wurde das aus der Radartechnik bekannte Verfahren der „Chirped Pulse Amplification“ auf Lichtpulse übertragen [1, 2], das es ermöglichte, die maximal erreichbaren fokussierten Laserintensitäten weiter zu steigern, und seitdem befindet man sich wieder im exponentiellen Anstieg der Laserintensitäten [3].

Mittlerweile existieren weltweit zahlreiche kompakte Lasersysteme, die auf Flächen von einigen Quadratmetern Platz finden und Intensitäten im Bereich von $10^{18} - 10^{19} \text{ W/cm}^2$ erzeugen. Zur Zeit liegen die erzielten ma-

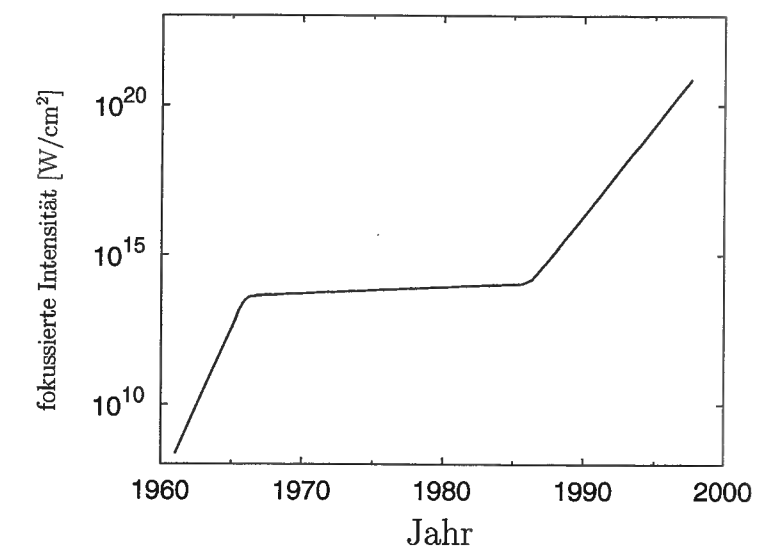


Abbildung 1.1 Nach einem anfänglichen Anstieg der fokussierten Laserintensität in den sechziger Jahren gab es über einen Zeitraum von 20 Jahren keine nennenswerten Fortschritte. Erst seit Mitte der achtziger Jahre, mit der Einführung des Verfahrens der „Chirped Pulse Amplification“, steigt die Intensität wieder exponentiell an.

ximalen Intensitäten bei 10^{21} W/cm^2 . Sie werden mit einem sehr aufwendigen Lasersystem am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), USA, erzeugt, das eine Pulsdauer von 400fs ($1\text{fs}=10^{-15}\text{s}$) mit einer Energie von 400J liefert. Dies entspricht einer Leistung von einem Petawatt, die auf eine Fläche von $(10 \times 10) \mu\text{m}^2$ fokussiert wird. Die Energie von 400J befindet sich räumlich und zeitlich komprimiert in einem Volumen von $(10 \times 10 \times 120) \mu\text{m}^3$ mit einer Photonendichte von $2 \times 10^{35} \text{ m}^{-3}$. Ein freies Elektron besitzt in einem Laserfeld dieser Intensität eine maximale kinetische Energie von $E_{\text{kin}} = (\gamma - 1)m_{\text{el}}c^2 = 365m_{\text{el}}c^2 = 186\text{MeV}$. Die Dynamik der Elektronen ist ultrarelativistisch. Das vom Laser erzeugte Plasma kann daher nicht mehr thermisch beschrieben werden, ein kinetischer Zugang ist erforderlich. In dieser Arbeit wird dazu die Particle-In-Cell (PIC) Methode angewendet, siehe Kapitel 2. Dabei wird ein relativistischer 1D3V PIC-Code mit einer räumlichen Komponente und drei Geschwindigkeitskomponenten für die Beschreibung der Teilchen verwendet.

Die Feldstärken in einem Laserpuls mit einer Intensität von 10^{21} W/cm^2 liegen mit $9 \times 10^{13} \text{ V/m}$ bei mehr als dem hundertfachen der atomaren Feldstärkeinheit $\frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_0^2} = 5 \times 10^{11} \text{ V/m}$, a_0 ist der Bohr'sche Radius. Ein im Wasserstoffatom gebundenes Elektron sieht dieses Feld also nicht als Störung des Kernpotentials, sondern wird vom Kern fortgerissen. Bisher war die Ionisation des bestrahlten Materials in PIC-Codes nicht enthalten. Es wird üblicherweise mit einem bereits vorionisierten Plasma gearbeitet. Im Rahmen dieser Arbeit werden erstmals Feldionisation – also Ionisation in starken elektrischen Feldern – und Elektronenstoßionisation in einen PIC-Code integriert, siehe Kapitel 3 und 4. Dadurch erhält man unter anderem einen Einblick in die Ionisationsdynamik mit den verschiedenen Ionisationsmechanismen, in die Ladungszustandsverteilung im Target und in die Rückkopplung der Ionisation auf den Laserpuls.

Darüber hinaus werden mit zunehmender Dichte des bestrahlten Materials die Coulombstöße zwischen den Teilchen im Plasma immer bedeutender und spielen insbesondere bei Targets mit hohen Dichten, z. B. Festkörpertargets, eine wichtige Rolle. PIC-Codes lösen aber die Einteilchen-Bewegungsgleichungen im gemittelten elektromagnetischen Feld. Dieses Verfahren ist äquivalent zum Lösen der Vlasov-Maxwell-Gleichungen. PIC-Codes sind somit zunächst einmal stoßfrei, und Zweiteilchenstöße müssen separat behandelt werden. In der vorliegenden Arbeit geschieht dies in einer Weise, die äquivalent ist zum Fokker-Planck-Operator in der Landau'schen Form, siehe Kapitel 5. Ein PIC-Code, der weder die Ionisationsprozesse noch die Zweiteilchenstöße behandelt, wird in dieser Arbeit als „Standard PIC-Code“ bezeichnet.

Um die fokussierten Intensitäten bei konstanter Fokusfläche weiter zu steigern, kann man zwei verschiedene Wege beschreiten. Man kann einerseits die im Laserpuls enthaltene Energie weiter erhöhen, oder andererseits die Pulsdauer weiter verkürzen. Die kürzesten derzeit erzielten Pulsdauern liegen bei 5fs, was nur einigen wenigen Oszillationen des elektrischen Feldes entspricht [4]. Die Intensitäten dieser Pulse liegen augenblicklich bei

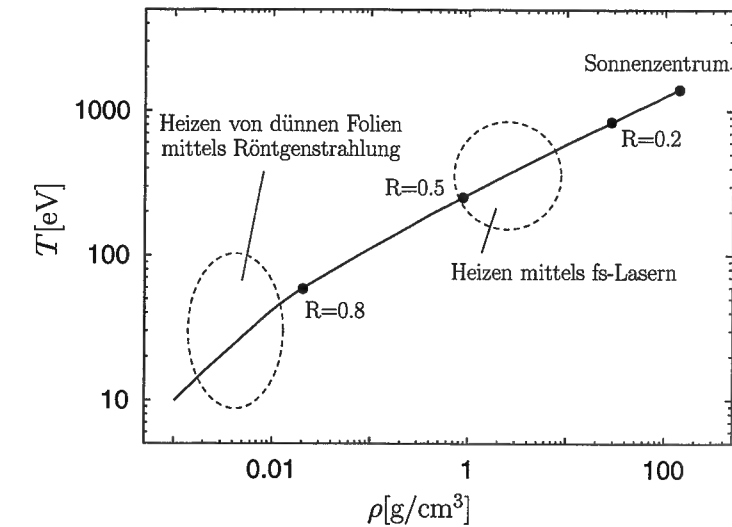


Abbildung 1.2 In diesem Dichte-Temperatur-Diagramm sind neben der Sonne noch die zwei Bereiche eingezeichnet, die mit fs-Lasern bzw. durch das Heizen von dünnen Folien mittels Röntgenstrahlung zugänglich sind. Der Abstand vom Sonnenzentrum R ist in Einheiten des Sonnenradius angegeben.

$10^{16} - 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Wenn ein solcher Puls auf ein Gas- oder Festkörpertarget trifft, wird dieses ionisiert. Bei sehr langen Pulsen, Pulsdauer $\gtrsim 100\text{fs}$, findet die Ionisation des Materials während der ersten Laserzyklen statt, und der überwiegende Teil des Pulses tritt mit einem vorionisierten Plasma in Wechselwirkung. Bei sehr kurzen Pulsen, mit nur einigen wenigen Oszillationen des Laserfeldes, ist die Pulsdauer von derselben Größenordnung wie die Zeit, die für die Ionisation des Materials benötigt wird. Kapitel 6 befaßt sich mit dieser Situation. Es wird die Wechselwirkung eines Laserpulses mit einer dünnen Heliumgasschicht mit leicht überkritischer Dichte untersucht. Der gewählte Puls ist nur sechs Laserzyklen lang und besitzt eine Intensität von $9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Im Mittelpunkt steht dabei die Ionisationsdynamik durch den ultrakurzen Laserpuls, wobei großer Wert auf die zeitliche Entwicklung und die klare Identifizierung der verschiedenen Ionisationsmechanismen und die Rückkopplung der Ionisation auf den Laserpuls gelegt wird.

Im Rahmen dieser Untersuchung wird eine neue Form der Feldionisation identifiziert, die sogenannte „Feldionisation durch Elektronenjets“. Diese beruht auf schnellen Elektronen, die auf der Vorderseite des Targets erzeugt werden und sowohl im Targetinneren als auch auf seiner Rückseite Ladungstrennungsfelder aufbauen, die zur Ionisation des Materials führen. Der Effekt der Ionisation auf der Rückseite des Targets, die nicht durch den Laserpuls erreicht wird, wurde kürzlich von Tatarakis *et al.* [5] experimentell beobachtet. Die Ladungstrennungsfelder weisen Feldstärken auf, die von derselben Größenordnung sind wie die Laserfeldamplitude. Die rückseitigen Ladungstrennungsfelder werden in Kapitel 7 detailliert untersucht, mit Hinblick auf mögliche Anwendungen, z. B. für eine Ionenquelle von hoch-Z Ionen, wie sie für Schwerionenbeschleuniger z. B. an der GSI und am CERN benötigt

wird [6]. Dazu wird die Ionisationsdynamik einer dünnen Borfolie eingehend studiert.

Mit ultrakurzen Laserpulsen sehr hoher Intensität ist es möglich, die Oberflächenschicht eines Festkörpertargets auf sehr hohe Temperaturen aufzuheizen, ohne daß das Material ablatiert und sich die Dichte des geheizten Materials dabei drastisch verringert. So gelang es vor kurzem Saemann *et al.* [7–9] erstmals, ein Plasma bei Festkörperdichte auf Temperaturen von $300\text{eV} \approx 3.5 \times 10^6\text{K}$ ($1\text{eV} \approx 11600\text{K}$) aufzuheizen. Diesen Materiezustand findet man ansonsten nur im Inneren von Sternen, vergleiche dazu Abbildung 1.2. So beträgt z.B. der Druck in einem solchen Plasma ungefähr 0.5Gbar. Aufgrund der hohen Elektronentemperatur handelt es sich nicht um ein entartetes Plasma. Allerdings liegt ein stark gekoppeltes Plasma vor. Der Koppelungsparameter beträgt $\Gamma \approx 5$. An diesem Plasma können jetzt unter anderem Opazitäten gemessen werden, die in viele astrophysikalische Modelle einfließen. Für die Erzeugung eines dichten, heißen Plasmas ist es essentiell, die Bildung eines Vorplasmas zu vermeiden. Ein Vorplasma stellt einen Dichtegradienten vor dem Festkörpertarget dar, und der Laserpuls wird dann nicht mehr bei Festkörperdichte, sondern bei der viel niedrigeren kritischen Dichte absorbiert, d.h. vor dem eigentlichen Festkörpertarget. Daher muß in den Experimenten ein Laserpuls mit einem sehr hohen Kontrast verwendet werden. Diesen zu erzeugen ist eines der Hauptprobleme bei der experimentellen Realisierung. Mit dem jetzt vorliegenden PIC-Code, der nicht nur Ionisationsprozesse, sondern insbesondere auch Zweiteilchenstöße beinhaltet, ist es erstmals möglich, das isochore Heizen eines Festkörpers theoretisch zu analysieren, siehe Kapitel 8. Es wird sowohl der diffusive Wärmetransport in das Material als auch der nicht-lokale Wärmetransport durch schnelle Elektronen studiert. Des weiteren wird der Elektronentransport in das Target und die ihn beeinflussenden elektrischen Felder sowie die Absorption untersucht, wobei ein enger Bezug zum Experiment von Saemann *et al.* hergestellt wird.

Bei allen Experimenten, bei denen Hochintensitätslaserpulse mit Festkörpertargets wechselwirken, wird durch Elektronen intensive Bremsstrahlung mit Energien bis in den MeV-Bereich erzeugt. Diese Bremsstrahlung ist dadurch charakterisiert, daß sie erstens in einem sehr kleinen Volumen von der Größenordnung $(10 - 100\mu\text{m})^3$ und zweitens auf einer fs-Zeitskala entsteht. Die mit Hochintensitätslaserpulsen erzeugte Bremsstrahlung unterscheidet sich somit ganz wesentlich von anderen Bremsstrahlungsquellen, wie z.B. Röntgenröhren, und macht sie für Anwendungen im Diagnostikbereich, z.B. für Pump-Probe-Experimente, interessant. Die Erzeugung der Bremsstrahlung ist in der PIC-Beschreibung der kollektiven Wechselwirkungen nicht enthalten. In Kapitel 9 wird erläutert, wie der in dieser Arbeit verwendete Code erweitert wird, um die Erzeugung der Bremsstrahlung selbstkonsistent mit der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung zu verknüpfen. Anschließend wird die von einer dünnen Bleifolie emittierte Bremsstrahlung diskutiert, wobei neben dem Energiespektrum die Winkelverteilung im Zentrum des Interesses steht und Aufschluß über die Elektronendynamik im Target gibt.

Kapitel 2

Theoretischer Rahmen und numerischer Ansatz

In der vorliegenden Arbeit wird eine kinetische Beschreibung zur Untersuchung relativistischer Laser-Plasma-Wechselwirkung herangezogen. Die zugrundeliegenden relativistischen Gleichungen werden in Abschnitt 2.1 behandelt. Dabei wird eine stark vereinfachende Annahme gemacht. Das Plasma und die Laserstrahlung werden als räumlich eindimensional (ebene Geometrie) aufgefaßt. Das gesamte System ist translationsinvariant in y - und z -Richtung. Der Laserpuls läuft entlang der x -Achse. Zur Lösung der relativistischen Grundgleichungen werden Teilchensimulationen verwendet, die als Particle-In-Cell (PIC) Simulationen bezeichnet werden, siehe Abschnitt 2.2. Für die Beschreibung der Teilchen werden dabei drei Geschwindigkeitskomponenten verwendet. Die Vorgehensweise in PIC-Codes ist äquivalent zum Lösen der Vlasov-Maxwell-Gleichungen, d.h. zur expliziten Bestimmung der Verteilungsfunktion $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$.

2.1 Kinetische Plasmabeschreibung

Die Dynamik des elektromagnetischen Feldes und eines stoßfreien, d.h. durch kollektive Wechselwirkung bestimmten Plasmas wird in der kinetischen Theorie durch die Vlasov-Maxwell-Gleichungen [10, 11] beschrieben, die in kovarianter Form lauten

$$\left(\frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{\partial}{\partial x^\mu} + \frac{dp^\mu}{d\tau} \frac{\partial}{\partial p^\mu} \right) f_s(x^\mu, p^\mu) = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{dx^\mu}{d\tau} = \frac{p^\mu}{m_s}, \quad \frac{dp^\mu}{d\tau} = \frac{q_s}{m_s c} F^{\mu\nu} p_\nu, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} F^{\mu\nu} = \frac{1}{\epsilon_0 c} j^\nu, \quad \frac{\partial}{\partial x^\mu} \tilde{F}^{\mu\nu} = 0, \quad (2.3)$$

wobei $d\tau = dt/\gamma$ das Eigenzeitintervall, $x^\mu = (ct, \mathbf{r})^T$ und $p^\mu = (m\gamma c, m\gamma \mathbf{v})^T$ ist, $F^{\mu\nu}$ den elektromagnetischen Feldtensor und $\tilde{F}^{\mu\nu}$ den dualen Feldtensor bezeichnet. Die zeitliche Entwicklung der Verteilungsfunktion f_s der Teilchenspezies s , Elektronen bzw. Ionen, im Phasenraum unter dem Einfluß der Felder $F^{\mu\nu}$ wird durch die Vlasov-Gleichung (2.1) und die Bewegungsgleichungen (2.2) beschrieben. Die Vierer-Stromdichte j^ν in den Maxwell-Gleichungen (2.3) ist die Summe der Vierer-Stromdichten $j_s^\nu = (\rho_s c, \mathbf{j}_s)$ der einzelnen Teilchenspezies s

$$j_s^\nu = 2c q_s \int d^4p \Theta(p^0) \delta(p^\nu p_\nu - m^2 c^2) p^\nu f_s(x^\nu, p^\nu, t). \quad (2.4)$$

Unter Ausnutzung der Translationssymmetrie in y - und z -Richtung lautet die Vlasov-Gleichung in üblicher Dreivektorschreibweise

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \dot{x} \frac{\partial}{\partial x} + \dot{\mathbf{p}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) f_s(x, \mathbf{p}, t) = 0 \quad (2.5)$$

und die relativistischen Bewegungsgleichungen der Plasmateilchen sind

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{r}} &= \mathbf{v}, & \dot{\mathbf{p}} &= q_s(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \\ \mathbf{p} &= m_s \gamma \mathbf{v}, & \gamma &= \sqrt{1 + \left(\frac{\mathbf{p}}{m_s c} \right)^2}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

wobei die Felder $\mathbf{E}$ und $\mathbf{B}$ die Maxwell-Gleichungen lösen

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial_t \mathbf{B}, & \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \partial_t \mathbf{E}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, & \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\epsilon_0} \rho. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die Ladungs- und Stromdichten ergeben sich wiederum als Momente der Verteilungsfunktionen f_s

$$\rho(x, t) = \sum_s q_s \int d^3p f_s(x, \mathbf{p}, t), \quad (2.8)$$

$$\mathbf{j}(x, t) = \sum_s q_s \int d^3p \mathbf{v}(\mathbf{p}) f_s(x, \mathbf{p}, t), \quad (2.9)$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}/m_s}{\sqrt{1 + (\mathbf{p}/m_s c)^2}}. \quad (2.10)$$

Die Vlasov-Maxwell-Gleichungen (2.5-2.10) liefern die selbstkonsistente Beschreibung der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Da deren vollständige Lösung insbesondere im Fall von hochintensiven Laserpulsen und inhomogenen Plasmen im allgemeinen analytisch nicht möglich ist, wird ein numerischer Zugang zur Lösung gewählt.

2.2 Kinetische Simulation, Particle-In-Cell Code

Die zwei wichtigsten Verfahren bei der numerischen Lösung der Vlasov-Maxwell-Gleichungen (2.5-2.10) sind einerseits Vlasov-Simulationen, die die

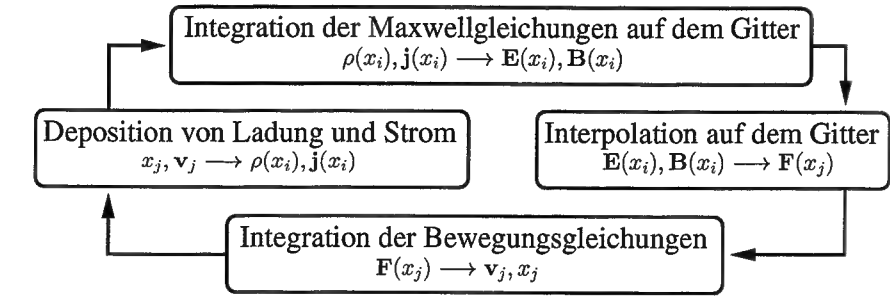


Abbildung 2.1 Der PIC-Code Zyklus.

kinetische Gleichung (2.5) direkt numerisch lösen und auf diese Weise die Verteilungsfunktion bestimmen, und andererseits Teilchensimulationen, bei denen die relativistischen Bewegungsgleichungen (2.6) für eine bestimmte Anzahl von Teilchen gelöst werden, die das Plasma und damit die Verteilungsfunktion repräsentieren. Die vorliegende Arbeit baut auf Teilchensimulationen auf, die als Particle-In-Cell (PIC) Simulationen bezeichnet werden [12]. Der von Roland Lichters im Rahmen seiner Doktorarbeit entwickelte Code LPIC [13, 14] dient dabei als Grundlage. Auf diesen Code wird in Abschnitt 2.2.2 genauer eingegangen, und die hier durchgeführten Erweiterungen des Codes werden in den Kapiteln 3, 4 und 5 vorgestellt. Zunächst soll jedoch die grundlegende Funktionsweise eines Particle-In-Cell Codes erläutert werden.

2.2.1 Algorithmus

Die iterative Prozedur, die die selbstkonsistente Lösung der relativistischen Bewegungsgleichungen (2.6) und der Maxwell-Gleichungen (2.7) liefert, ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Die Ladungs- und Stromdichten, die auf einem räumlich eindimensionalen Gitter mit Gitterkonstante Δx definiert sind, sind durch die räumliche Verteilung der Teilchen und deren Geschwindigkeiten bestimmt. Die Integration der Maxwell-Gleichungen auf dem Gitter über die Zeit Δt liefert die neuen elektromagnetischen Felder auf dem Gitter. Durch Interpolation zwischen den Gitterpunkten erhält man die Felder an den Positionen der Teilchen und somit die Lorentzkraft, die auf die Teilchen wirkt. Diese werden dann entsprechend über das Zeitintervall Δt beschleunigt und bewegt. Mit dieser neuen Teilchenverteilung beginnt der PIC-Zyklus von neuem.

Die vom PIC-Code verwendeten Teilchen werden auch als Makroteilchen bezeichnet, da sie jeweils ein Ensemble mit einer Vielzahl von Elektronen bzw. Ionen repräsentieren. Dies ist erforderlich, da sich extensive Teilchenzahlen von der Größenordnung $\mathcal{O}(10^{23})$ einer numerischen Behandlung entziehen. Die Makroteilchen sind homogen geladene Ladungswolken der Breite Δx , deren Form zeitlich konstant ist, deshalb spricht man auch von „Cloud-In-Cell“ anstatt von Particle-In-Cell [12]. Der Ladungsschwerpunkt der Wol-

ken dient als Angriffspunkt für die Lorentzkraft. Zwischen den Ladungswolken besteht keinerlei direkte Wechselwirkung, sie können sich ungehindert durchdringen. Die Teilchen-Teilchen-Wechselwirkung ist rein kollektiver Natur und findet indirekt über die gemittelten Felder auf dem Gitter statt. Die Mikrofelder, die bei der Wechselwirkung zweier Teilchen über Coulombstöße bei Abständen wesentlich kleiner als Δx auftreten, werden nicht berücksichtigt. Erst durch die Erweiterung um ein Zweiteilchenstoßmodell, siehe Kapitel 5, werden die Zweiteilchen-Coulombstöße durch den PIC-Code korrekt behandelt.

Eine detaillierte Beschreibung der numerischen Umsetzung des PIC-Zyklus findet sich in Anhang A.

2.2.2 Der PIC-Code LPIC

Bei dem Particle-In-Cell Code auf dem diese Arbeit aufbaut handelt es sich um einen 1D3V PIC-Code mit einer räumlichen Komponente und drei Geschwindigkeitskomponenten für die Teilchen. Der Code ist in C++ geschrieben und einfach zu erweitern, insbesondere aufgrund der verwendeten Datenstruktur. Diese ist charakterisiert durch die Verwendung von verketteten Listen sowohl für die Gitterzellen als auch für die Teilchen in einer Zelle.

Der Code LPIC kann, obwohl es sich um einen räumlich eindimensionalen Code handelt, den schrägen Einfall des Laserpulses auf die Plasmaoberfläche beschreiben. Dazu wird eine Lorentztransformation vom Laborsystem in ein Bezugssystem durchgeführt, das sich in y -Richtung parallel zur Plasmaoberfläche bewegt, so daß der Puls im bewegten System senkrecht einfällt. Erstmals wurde diese Methode von Bourdier [15] angewandt.

Wie bereits im letzten Abschnitt näher ausgeführt, ist LPIC zunächst ein PIC-Code, der ein stoßfreies Plasma beschreibt, d. h. Coulombstöße werden nicht berücksichtigt. Die Stöße zwischen den Teilchen im Plasma spielen aber insbesondere bei höheren Plasmadichten, z. B. im Fall von Festkörperplasmen, eine wichtige Rolle. Des weiteren arbeitet LPIC mit einem vorionisierten Plasma mit einem vorgegebenen Ladungszustand für die Ionen. Dadurch ist die Beobachtung der Ionisationsdynamik und der Rückkopplung auf den Laserpuls nicht möglich. Deshalb wurde der Code LPIC so weiterentwickelt, daß er jetzt nicht mehr nur einen Ladungszustand der Ionen verwalten kann, sondern alle in einer Simulation möglicherweise auftretenden Zustände inklusive des neutralen Atoms, und er beinhaltet zwei verschiedene Formen der Ionisation, einerseits Feldionisation – also Ionisation in starken elektrischen Feldern – und andererseits Elektronenstoßionisation. Darüber hinaus werden die Coulombstöße durch ein Zweiteilchenstoßmodell berücksichtigt.

Die Rechenzeit, die für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen benötigt wird, beträgt auf einem PC mit einem 400MHz Pentium II Prozessor zwischen einigen Stunden und einigen Tagen, abhängig von der untersuchten Situation. So benötigen z. B. die Simulationen mit Festkörpertargets in Kapitel 8 über eine Woche Rechenzeit.

Kapitel 3

Feldionisation

Mit der in diesem Kapitel vorgestellten Feldionisationsroutine liefert der verwendete PIC-Code jetzt unter anderem einen Einblick in die Ionisationsdynamik und die Ladungszustandsverteilung im Target und beschreibt auch die Rückkopplung der Ionisation auf den Laserpuls. Der PIC-Code LPIC wurde dahingehend erweitert, daß er nicht mehr nur zwei Sorten von Makroteilchen – Elektronen und ein bestimmter Ladungszustand der Ionen –, sondern alle möglicherweise auftretenden Ladungszustände der Ionen verwendet, angefangen beim neutralen Atom bis hin zum maximal möglichen Ladungszustand. An Ionisationsprozessen beinhaltet der Code jetzt sowohl die Ionisation in starken elektrischen Feldern als auch die Elektronenstoßionisation, die im nächsten Kapitel behandelt wird.

Im folgenden wird das der Feldionisation zugrundeliegende Modell und dessen Implementierung in den Code ausführlich beschrieben. Dazu werden zunächst verschiedene Beschreibungen der Ionisation in starken elektrischen Feldern kurz erläutert, Abschnitt 3.1. Im Rahmen dieser Arbeit steht nicht die detaillierte und exakte Beschreibung des einzelnen Ionisationsprozesses im Vordergrund, sondern eine Beschreibung der Feldionisation, die in einen PIC-Code integriert werden kann. Die PIC-Implementierung verwendet daher alternativ das „Barrier Suppression Ionization“ (BSI-Modell) oder das ADK-Modell von Ammosov, Delone und Krainov – zwei sehr einfache Beschreibungen der Feldionisation. Bei der Umsetzung im PIC-Code steht das technische Problem der Realisierung der Energieerhaltung im Vordergrund. Die für die Feldionisation benötigte Energie wird dem Feld über einen fiktiven Ionisationsstrom entzogen. Wie gut dies funktioniert wird in Abschnitt 3.3 getestet.

3.1 Feldionisationsmodelle

Es gibt die verschiedenartigsten Zugänge bei der Beschreibung der Ionisation in starken elektrischen Feldern. Der direkteste Weg besteht darin, die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung numerisch zu lösen, siehe die Arbeit von Bauer [16] und die Referenzen darin. Dieses Verfahren ist, ebenso wie

zeitabhängige Hartree-Fock Rechnungen (TDHF) [17] und Dichtefunktional-Theorie (TDDFT) [18,19], mit einem sehr großen numerischen Aufwand verbunden.

Keldysh [20], Faisal [21] und Reiss [22] (KFR Theorie) setzen sich mit der Amplitude der Übergangswahrscheinlichkeit auseinander, die den Elektronenübergang vom anfänglichen Coulombzustand zum freien Elektron (Volkov-Zustand [23]) beschreibt.

Für die Implementierung in einen PIC-Code wird eine Beschreibung benötigt, die sehr einfach handzuhaben und mit einem vertretbaren Maß an Rechenzeit realisierbar ist. Deshalb werden zwei einfache Modelle zur Beschreibung der Feldionisation verwendet, das sogenannte „Barrier Suppression Ionization“ Modell und die von Ammosov, Delone und Krainov entwickelte Tunnelbeschreibung. Diese beiden Modelle werden im folgenden kurz vorgestellt. Dabei werden atomare Einheiten verwendet, sofern es nicht anders angegeben ist.

3.1.1 Barrier Suppression Ionization

Das effektive Potential, dem ein im Coulombpotential eines Kerns gebundenes Elektron ausgesetzt ist, hat folgende Form

$$V(z, t) = -\frac{Z}{|z|} + zE(t), \quad (3.1)$$

$E(t)$ ist dabei das zeitabhängige äußere elektrische Feld. Die z -Achse ist die Richtung des äußeren Feldes. Für die maximale Feldstärke E liegt das Maximum der Potentialbarriere bei

$$z_{\max} = \sqrt{\frac{Z}{E}}. \quad (3.2)$$

Liegt das Energieniveau des Elektrons oberhalb der Barriere, $E_{\text{ion}} > V(z_{\max})$, dann kann das Elektron klassisch aus dem Kernpotential entweichen [24]. Die dafür erforderliche Feldstärke ist

$$E_{\text{BSI}} = \frac{E_{\text{ion}}^2}{4Z} \quad (3.3)$$

und die zugehörige Intensität ist

$$I_{\text{BSI}} = \frac{E_{\text{ion}}^4}{16Z^2}, \quad (3.4)$$

$$I_{\text{BSI}}[\text{W/m}^2] = 4.00 \times 10^{13} \frac{E_{\text{ion}}^4[\text{eV}]}{Z^2}. \quad (3.5)$$

3.1.2 Ammosov-Delone-Krainov (ADK)-Tunnelrate

Bereits Landau und Lifschitz [25] behandeln die Ionisationsrate für ein Wasserstoffatom im statischen elektrischen Feld E

$$W_{\text{dc}} = 4 \frac{(2E_{\text{ion}})^{5/2}}{E} \exp\left(-\frac{2(2E_{\text{ion}})^{3/2}}{3E}\right) \quad (3.6)$$

wobei E_{ion} die Ionisationsenergie des Elektrons ist. Sie ergibt sich aus dem Tunnelprozeß des Elektrons durch das abgesenkte Coulombpotential. Durch Mittelung über eine Laserperiode erhält man [26]

$$W_{\text{ac}} = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{E}{2E_{\text{ion}}}\right)^{1/2} W_{\text{dc}} \quad (3.7)$$

$$= 4 \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{(2E_{\text{ion}})^{1/2} E^{1/2}} \exp\left(-\frac{2(2E_{\text{ion}})^{3/2}}{3E}\right). \quad (3.8)$$

Ammosov, Delone und Krainov [27] erweiterten diese Tunnelrate für komplexere Atome und Ionen

$$W_{\text{ADK}} = C_{n^*l}^2 \left(\frac{3E}{\pi(2E_{\text{ion}})^{3/2}}\right)^{1/2} E_{\text{ion}} f(l, m) \times \left(\frac{2}{E}(2E_{\text{ion}})^{3/2}\right)^{2n^*-|m|-1} \exp\left(-\frac{2(2E_{\text{ion}})^{3/2}}{3E}\right) \quad (3.9)$$

mit

$$C_{n^*l} = \left(\frac{2e}{n^*}\right)^{n^*} \frac{1}{(2\pi n^*)^{1/2}}, \quad f(l, m) = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2|m||m|!(l-|m|)!}, \quad (3.10)$$

n^* ist eine effektive Hauptquantenzahl, l und m sind Bahn- und magnetische Quantenzahlen. Die Konstante e in C_{n^*l} ist die Eulersche Konstante.

3.2 Implementierung

Die Feldionisationsroutine wird in jedem Zeitschritt aufgerufen, und zwar nach dem Beschleunigen und Bewegen der Teilchen, inklusive der Deposition von Ladung und Strom, und bevor die Maxwellgleichungen gelöst werden, siehe Abbildung 3.1. Dann befinden sich alle Teilchen in regulären Zellen, d. h. nicht in Pufferzellen am Rand der Simulationsbox, und die Ladungs- und Stromdichten in den Zellen sind auf dem aktuellen Stand. Der Grund für diese Position im PIC-Zyklus wird bei der Behandlung des Ionisationsstroms in Abschnitt 3.2.2 erläutert.

Die Grundfunktionsweise läßt sich folgendermaßen charakterisieren, siehe die schematische Darstellung in Abbildung 3.2. Es werden alle Zellen einzeln nacheinander bearbeitet. In jeder Zelle werden die Atome bzw. Ionen ebenfalls nacheinander abgehandelt. Dabei wird zunächst durch lineare Interpolation zwischen den Gitterpunkten die absolute elektrische Feldstärke am Ort des einzelnen Teilchens bestimmt, und dann mittels des BSI- oder alternativ des ADK-Modells entschieden, ob ein Ionisationsprozeß stattfindet und der Ladungszustand des Atoms bzw. Ions zu ändern ist. Die dafür erforderliche Ionisationsenergie wird dem Feld mittels eines fiktiven Ionisationsstroms, der nur für diesen einen Zeitschritt zum Strom in dieser Zelle hinzuaddiert wird, entzogen. Dabei kann es insbesondere bei hohen Dichten passieren, daß der

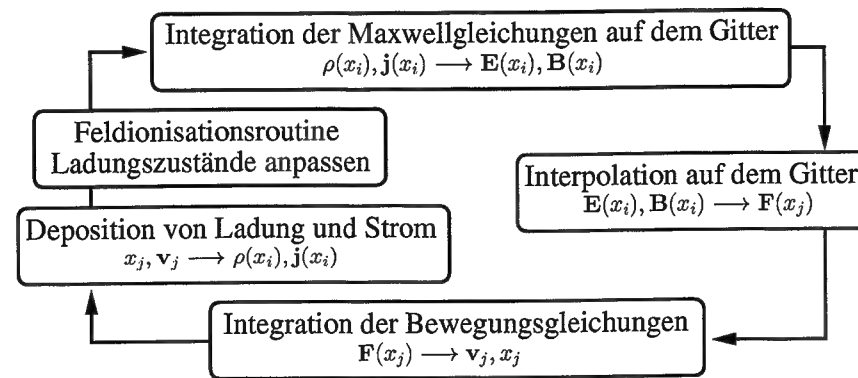


Abbildung 3.1 Die Position der Feldionisationsroutine im PIC-Zyklus.

Ionisationsstrom, der mit jedem weiteren Ionisationsprozeß in der gerade bearbeiteten Zelle wächst, zu groß wird, d.h. es ist nicht genügend Feldenergie in dieser Zelle vorhanden, um alle Ionisationsprozesse durchzuführen. In diesem Fall werden nicht mehr Ionisationsprozesse durchgeführt als energetisch möglich ist. Bei jedem Ionisationsprozeß wird der Ladungszustand des Atoms bzw. Ions erhöht und ein neues Makroelektron im Code erzeugt.

3.2.1 Bestimmung des feldstärkeabhängigen Ladungszustands

Innerhalb der gerade behandelten Zelle wird für jedes Atom bzw. Ion zuerst die elektrische Feldstärke am Ort des Teilchens mittels linearer Interpolation von den benachbarten Gitterpunkten bestimmt.

Im Rahmen des einfachen BSI-Modells besitzt ein Atom bzw. Ion, das dieser lokalen Feldstärke ausgesetzt ist, einen Ladungszustand, der durch Gleichung (3.5) gegeben ist

$$Z_f = \left(\frac{I_f [\text{W/m}^2]}{4.00 \times 10^{13} \hat{U}^4} \right)^{\frac{1}{4\alpha-2}} \quad (3.11)$$

mit der lokalen Feldintensität

$$I_f = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2. \quad (3.12)$$

Um Gleichung (3.5) nach Z auflösen zu können, wird für die Z -Abhängigkeit der Ionisationsenergie eine Parametrisierung in Form eines Potenzgesetzes verwendet [28]

$$E_{\text{ion}, Z-1} = \hat{U} Z^\alpha. \quad (3.13)$$

$E_{\text{ion}, Z-1}$ ist das Ionisationspotential für ein Ion mit der Ladung $Z - 1$. Die Parameter $\hat{U}$ und α erhält man aus der Anpassung von Gleichung (3.13) an experimentell bestimmte Ionisationspotentiale. Diese simple Vorgehensweise

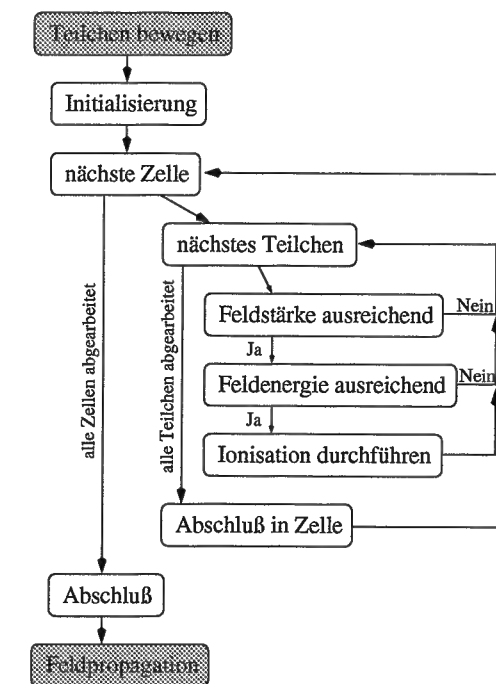


Abbildung 3.2 Schematische Darstellung der Feldionisationsroutine.

wird natürlich der Komplexität des Problems nicht gerecht und rechtfertigt sich nur durch seine Praktikabilität.

Der gemäß Gleichung (3.11) bestimmte Ladungszustand Z_f wird ganzzahlig abgerundet. Für den Fall, daß Z_f größer als der aktuelle Ladungszustand des Ions Z_i und kleiner gleich dem maximal möglichen ist, ergibt sich die Anzahl der Photoelektronen zu

$$\text{Anzahl Photoelektronen} = Z_f - Z_i. \quad (3.14)$$

Daß die Anzahl der Photoelektronen größer als eins ist, ist jedoch sehr unwahrscheinlich, da der Anstieg der Feldamplitude in einem Zeitschritt sehr gering ist, und wurde auch bei keiner der durchgeführten Simulationen beobachtet. Des weiteren ist anzumerken, daß es sich bei dem BSI-Modell um ein Schwellwertverfahren handelt, d.h. für Feldstärken oberhalb eines bestimmten Wertes wird das Ion definitiv ionisiert, für Werte darunter hingegen nicht.

Alternativ zum BSI-Modell kann auch das realistischere ADK-Modell verwendet werden. In Abhängigkeit von der lokalen Intensität der elektrischen Feldstärke und dem gegenwärtigen Ladungszustand wird die Wahrscheinlichkeit für einen Ionisationsprozeß in diesem Zeitschritt bestimmt. Die Ionisationswahrscheinlichkeit lautet in der Form von Penetrante und Bards-

ley [29]

$$P_{\text{ADK}} = \Delta t_{\text{PIC}} [\text{s}] \cdot 6.6 \times 10^{16} \cdot \frac{Z^2}{n_{\text{eff}}^{4.5}} \left(10.87 \frac{Z^3}{n_{\text{eff}}^4} \left(\frac{I_{\text{at}}}{I_f} \right)^{1/2} \right)^{2n_{\text{eff}}-1.5} \times \exp \left[-\frac{2}{3} \frac{Z^3}{n_{\text{eff}}^3} \left(\frac{I_{\text{at}}}{I_f} \right)^{1/2} \right] \quad (3.15)$$

wobei Z die Ladung des erzeugten Ions ist und

$$n_{\text{eff}} = \frac{Z}{\sqrt{E_{\text{ion}} [\text{eV}] / 13.6}} \quad (3.16)$$

sowie $I_{\text{at}} = 3.43 \times 10^{20} \text{ W/m}^2$ und $I_f = I_f [\text{W/m}^2]$.

Mittels einer Zufallszahl wird dann entschieden, ob ionisiert wird oder nicht. Entsprechend ist die Anzahl der Photoelektronen für das behandelte Ion eins oder null.

Man hat somit in Abhängigkeit von der lokalen Feldstärke bestimmt, ob das behandelte Ion in diesem Zeitschritt zu ionisieren ist. Ob die Ionisation tatsächlich durchgeführt wird, hängt aber noch davon ab, ob die Feldenergie in dieser Zelle noch ausreicht, um diesen Prozeß durchzuführen. Gegebenenfalls sind schon so viele Ionisationsprozesse in diesem Zeitschritt in dieser Zelle vorausgegangen, daß die Feldenergie für einen weiteren Prozeß nicht mehr ausreicht.

3.2.2 Ionisationsstrom

Falls die feldstärkeabhängige Ladungszustandsbestimmung ergeben hat, daß ein Ionisationsprozeß für das behandelte Teilchen durchzuführen ist, dann kennt man auch die dafür benötigte Ionisationsenergie $E_{\text{ion}}^{\text{teil}}$. Diese Energie wird dem Feld entzogen, indem für diesen einen Zeitschritt ein fiktiver Ionisationsstrom j_{ion} zum Strom in dieser Zelle hinzuaddiert wird. Der Strom ist dabei so zu wählen, daß die vom Feld geleistete Arbeit der Ionisationsenergie entspricht

$$\int dt \int dV j_{\text{ion}}(t) \cdot \mathbf{E}(t) = -\Delta E_{\text{feld}} \equiv E_{\text{ion}}^{\text{teil}}. \quad (3.17)$$

Dies ist die zugrundeliegende Idee.

Um nicht mehr Ionisationsprozesse in diesem Zeitschritt in der gerade behandelten Zelle durchzuführen als energetisch möglich ist, wird die durch vorausgegangene Prozesse dem Feld zu entziehende Gesamtionisationsenergie $E_{\text{ion}}^{\text{tot}}$ berücksichtigt. Es ist dann zu prüfen, ob die Feldenergie ausreicht für eine Gesamtenergie $E_{\text{ion}}^{\text{test}} = E_{\text{ion}}^{\text{tot}} + E_{\text{ion}}^{\text{teil}}$. Ist dies der Fall wird der Ionisationsprozeß durchgeführt und $E_{\text{ion}}^{\text{tot}}$ um $E_{\text{ion}}^{\text{teil}}$ erhöht, andernfalls wird er zurückgewiesen und der Ladungszustand des Ions nicht verändert.

Im folgenden wird detailliert erläutert, wie dieser Test im PIC-Code durchgeführt wird. Wie aus den Gleichungen (A.11-A.14) in Anhang A ersichtlich ist, beeinflusst der Strom in einer bestimmten Zelle die Felder sowohl

dieser als auch der nächsten Zelle. Da die Feldionisationsroutine im PIC-Zyklus nach dem Bewegen der Teilchen und vor der Berechnung der Felder durchgeführt wird, siehe Abbildung 3.1, ändert der zusätzliche Ionisationsstrom die Felder sowohl in dieser als auch in der nächsten Zelle gegenüber der Situation ohne diesen Strom. Im letzteren Fall wäre die Feldenergie in beiden Zellen *nach* der auf die Feldionisation folgenden Integration der Maxwellgleichungen gegeben durch

$$E_{\text{feld}}^{\text{ohne S}} = \frac{1}{2} (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2 + B_y^2 + B_z^2 + \tilde{E}_x^2 + \tilde{E}_y^2 + \tilde{E}_z^2 + \tilde{B}_y^2 + \tilde{B}_z^2). \quad (3.18)$$

Die mit Tilde gekennzeichneten Feldgrößen sind die der nächsten Zelle. Sämtliche Größen in (3.18) werden berechnet, sobald mit der Bearbeitung einer Zelle begonnen wird, d.h. einmalig und bevor die Ionen einzeln behandelt werden. Mit dem Ionisationsstrom ergäbe sich nach der Feldpropagation

$$E_{\text{feld}}^{\text{mit S}} = \frac{1}{2} ((E_x - 2\pi\Delta t j_{\text{ion x}})^2 + (E_y - \pi\Delta t j_{\text{ion y}})^2 + (E_z - \pi\Delta t j_{\text{ion z}})^2 + (B_z + \pi\Delta t j_{\text{ion y}})^2 + (B_y - \pi\Delta t j_{\text{ion z}})^2 + \tilde{E}_x^2 + (\tilde{E}_y - \pi\Delta t j_{\text{ion y}})^2 + (\tilde{E}_z - \pi\Delta t j_{\text{ion z}})^2 + (\tilde{B}_z - \pi\Delta t j_{\text{ion y}})^2 + (\tilde{B}_y + \pi\Delta t j_{\text{ion z}})^2) \quad (3.19)$$

wobei $\Delta t = \Delta t_{\text{PIC}}$ der Zeitschritt im PIC-Code ist. Mit der Annahme, daß der Ionisationsstrom parallel zum *gegenwärtigen* elektrischen Feld $\mathcal{E}$ ist

$$j_{\text{ion}} = |j_{\text{ion}}| \frac{\mathcal{E}}{|\mathcal{E}|} \quad (3.20)$$

$$= \frac{|j_{\text{ion}}|}{|\mathcal{E}|} \mathcal{E} =: j_E \mathcal{E} \quad (3.21)$$

und einigen Umformungen ergibt sich

$$E_{\text{feld}}^{\text{mit S}} = E_{\text{feld}}^{\text{ohne S}} + \frac{1}{2} (A j_E^2 + B j_E) \quad (3.22)$$

mit

$$A = 4\pi^2 (\Delta t)^2 |\mathcal{E}|^2 \quad (3.23)$$

$$B = 2\pi\Delta t \mathcal{E}_y (B_z - E_y - \tilde{E}_y - \tilde{B}_z) + 2\pi\Delta t \mathcal{E}_z (\tilde{B}_y - \tilde{E}_z - E_z - B_y) - 4\pi\Delta t \mathcal{E}_x E_x. \quad (3.24)$$

Aus Gleichung (3.22) ergibt sich für die dem Feld zu entziehende Ionisationsenergie

$$E_{\text{ion}}^{\text{test}} = -\frac{1}{2} (A j_E^2 + B j_E), \quad (3.25)$$

und somit für $j_E \sim |j_{\text{ion}}|$

$$j_E = -\frac{B}{2A} \pm \sqrt{\left(\frac{B}{2A}\right)^2 - \frac{2E_{\text{ion}}^{\text{test}}}{A}}. \quad (3.26)$$

Es gilt jetzt noch die physikalische Lösung für j_E zu identifizieren. Zunächst ist zu bemerken, daß stets $A > 0$ ist, da sonst keine Ladungszustandsänderung angezeigt worden wäre.

Für den Fall, daß der Radikant in Gleichung (3.26) negativ ist, d.h. die Ionisationsenergie $E_{\text{ion}}^{\text{test}}$ zu groß ist, wird die Ionisation zurückgewiesen. Für den Fall, daß es zwei reelle Lösungen gibt, sind diese entweder beide positiv oder negativ, da $|\sqrt{(B/2A)^2 - 2E_{\text{ion}}^{\text{test}}/A}| < |B/2A|$. Bei den beiden negativen Lösungen wird die Ionisation nicht durchgeführt, da j_E per definitionem positiv ist. Falls es zwei positive Lösungen gibt, dann wird die kleinere von beiden ausgewählt und die Ionisation akzeptiert. Bei der größeren der beiden positiven Lösungen nimmt j_E mit wachsendem $E_{\text{ion}}^{\text{test}}$ ab, was unphysikalisch ist.

Falls die Ionisation zurückgewiesen wird, bleibt das behandelte Ion unverändert und die Bearbeitung der Zelle fährt mit dem nächsten Ion fort, siehe Abbildung 3.2. Der Grund hierfür liegt darin, daß es durchaus möglich ist, daß ein Ionisationsprozeß zurückgewiesen wird, aber ein anderer mit einer geringeren Ionisationsenergie noch ausgeführt werden kann.

Die Bedingung in Gleichung (3.17) legt als skalare Gleichung die Richtung des Ionisationsstroms nicht eindeutig fest. Deshalb wurde für Gleichung (3.20) angenommen, daß der Ionisationsstrom parallel zum elektrischen Feld in der Zelle ist. Diese Annahme läßt sich anschaulich motivieren. Aus der numerischen Integration der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung [16] erhält man die Elektronenwellenfunktion des zunächst gebundenen Elektrons. Unter dem Einfluß des Laserfeldes beginnt die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte des Elektrons sich entlang der Polarisationsrichtung vom Kern zu entfernen, d.h. das Elektron verläßt das Atom antiparallel zum äußeren Feld. Ein sich entfernendes Elektron stellt wiederum einen Strom dar, der parallel zum Laserfeld ist.

3.2.3 Durchführung der Ionisation

Wenn die Bestimmung des feldstärkeabhängigen Ladungszustands einen Ionisationsprozeß angezeigt hat, und dieser bei der Berechnung des Ionisationsstroms nicht zurückgewiesen wurde, dann wird die Ionisation durchgeführt. Zunächst wird die Gesamtionisationsenergie $E_{\text{ion}}^{\text{tot}}$ für diese Zelle und diesen Zeitschritt um $E_{\text{ion}}^{\text{teil}}$ erhöht und der zugehörige Ionisationsstrom $j_{\text{ion}} = j_E \mathcal{E}$ vorgemerkt.

Dann wird der Ladungszustand des Ions erhöht. Andere Teilcheneigenschaften, wie z.B. die Geschwindigkeit oder die Position bleiben unbeeinflusst.

Als nächstes wird ein neues Makroteilchen für das Photoelektron geschaffen und an exakt dieselbe Stelle gesetzt, an der sich das Ion befindet.

Dadurch wird verhindert, daß potentielle Energie erzeugt wird. Des weiteren wird das Elektron im Laborsystem mit verschwindender Geschwindigkeit initialisiert, wodurch vermieden wird, daß erstens der Simulationsbox kinetische Energie zugeführt wird und zweitens ein weiterer die Feldenergie beeinflussender Strom sich in der Zelle befindet, der nicht durch die Felder selbst hervorgerufen wurde. Der mit dem Ion verbundene Strom ändert sich, da der Ladungszustand erhöht wird. Diese Änderung des Strombeitrags des Ions wird jedoch vernachlässigt, weil die Ionengeschwindigkeiten in den für diese Arbeit durchgeführten Simulationen wesentlich kleiner sind als die Elektronengeschwindigkeiten. Im nächsten PIC-Zyklus werden Elektron und Ion durch das elektrische Feld getrennt, die Geschwindigkeit des Elektrons ist nicht mehr null, und der dabei entstehende Strom ist konsistent.

In Abschnitt 6.4 wird näher auf die Annahme eingegangen, daß die Elektronen mit verschwindender Geschwindigkeit initialisiert werden. Es stellt sich heraus, daß eine solche Annahme im Rahmen dieser Arbeit gerechtfertigt ist. Darüber hinaus ist es prinzipiell möglich, das Photoelektron mit einer nichtverschwindenden Geschwindigkeit zu erzeugen, und die dafür benötigte Energie zusammen mit der Ionisationsenergie dem Feld zu entziehen und dabei den Strombeitrag des Photoelektrons zu berücksichtigen. Dies wird in dieser Arbeit aber nicht gemacht, da die Initialisierung mit verschwindender Geschwindigkeit bei den hier durchgeführten Untersuchungen eine gute Näherung ist.

An dieser Stelle sei angemerkt, daß die Implementierung der Feldionisation mit gewichteten Teilchen arbeiten kann. Das bedeutet, daß die einzelnen Makroteilchen unterschiedliche Anzahlen von (Mikroteilchen) realen Ionen bzw. Elektronen repräsentieren können. Jedes bei der Feldionisation erzeugte Photoelektron repräsentiert dieselbe Anzahl Teilchen wie das ionisierte Makroteilchen. Beim Start einer Simulation werden die Repräsentationsverhältnisse für die Ionen und Elektronen unabhängig voneinander festgelegt. Aufgrund der Feldionisation liegen dann gegebenenfalls zwei verschiedene Sorten von Makroelektronen mit unterschiedlichen Repräsentationsverhältnissen vor, mit dem ursprünglich für die Elektronen ausgewählten und mit dem für die Ionen festgelegten. Die Elektronenstoßionisation ist allerdings so in den PIC-Code eingebaut, daß sie nicht mit gewichteten Makroteilchen arbeiten kann. Für Details sei auf Abschnitt 4.3 verwiesen.

3.2.4 Abschluß der Ionisationsroutine

Nach der Abarbeitung aller Ionen in einer Zelle ist die Gesamtionisationsenergie $E_{\text{ion}}^{\text{tot}}$ bekannt, und der entsprechende Ionisationsstrom $j_{\text{ion}} = j_E \mathcal{E}$ wird zum Strom der Zelle aufaddiert. Dieser fiktive Strom gilt nur für den aktuellen Zeitschritt.

Anschließend wird mit der nächsten Zelle fortgefahren bis alle mit Teilchen besetzten Zellen abgehandelt sind. Dann ist die Feldionisationsroutine beendet und der nächste Schritt im PIC-Zyklus ist die Feldpropagation.

3.3 Energieerhaltung

Der künstlich eingeführte Ionisationsstrom, der dem Feld die Ionisationsenergie entzieht, soll die Energieerhaltung gewährleisten. In den PIC-Simulationen ist die Energieerhaltung jedoch nie exakt gegeben. So bereiten z. B. zu große Zelldicken Probleme, da der Ionisationsstrom dann sehr groß wird, und die Energie dem Feld dann nicht mehr gleichmäßig entzogen wird. Das zur Beschreibung der Energieerhaltung verwendete Maß ist der relative Energieerhaltungsfehler

$$\text{relativer Energieerhaltungsfehler} = \frac{E_{\text{Flux}} - E_{\text{Total}}}{E_{\text{Total}}} \quad (3.27)$$

wobei E_{Flux} der Nettoenergiefluß in die Simulationsbox und E_{Total} die Änderung der Gesamtenergie in der Box seit Simulationsbeginn ist. Idealerweise sollte $E_{\text{Flux}} - E_{\text{Total}} = 0$ erfüllt sein. Ausgehend von einem Testfall mit einem Laserpuls mit einer Intensität von $I = 9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ und einer Pulsdauer von sechs Zyklen, der auf eine Heliumgasschicht mit einer Dichte von $n_{\text{He}} = 10^{22} \text{ cm}^{-3} = 10n_c$ trifft, wird untersucht, wie sich der relative Energieerhaltungsfehler verändert, wenn entweder die Anzahl der Teilchen pro Zelle oder die Anzahl der Zellen pro Wellenlänge verändert wird. Ausgangspunkt ist der Fall mit 100 Teilchen pro Zelle und 100 Zellen pro Wellenlänge und einer Laserwellenlänge Vakuum vor der Gasschicht. In Abbildung 3.3 ist der relative Energieerhaltungsfehler als Funktion der Zeit in Laserzyklen für verschiedene Teilchenzahlen pro Zelle dargestellt. Die zunächst auftretenden Oszillationen sind darauf zurückzuführen, daß sich eine stehende Welle aus dem einfallenden und reflektierten Laserpuls aufbaut und der Nettoenergiefluß in die Simulationsbox mit der doppelten Laserfrequenz variiert. Sobald der Laserpuls vollständig reflektiert wurde und die Simulationsbox innerhalb des nächsten Laserzyklus verläßt ($7 < t/\tau < 8$), nimmt die Gesamtenergie E_{Total} drastisch ab, da ein Großteil der Gesamtenergie im Laserfeld steckt, während der Energiefehler ansteigt. Man erkennt, daß mit nur 100 Teilchen pro Zelle der größte Fehler am Ende der Simulation ($t/\tau = 10$) vorliegt, aber es ist auch ersichtlich, daß mit zunehmender Teilchenzahl der Fehler nicht zwangsläufig abnimmt. In Abbildung 3.4 wurde die Anzahl der Teilchen pro Zelle konstant gehalten, und die Anzahl der Zellen pro Wellenlänge variiert. Hier ist deutlich erkennbar, daß mit zunehmender Anzahl an Zellen die Genauigkeit des PIC-Codes erhöht wird. Im Fall von 1600 Zellen pro Wellenlänge beträgt der Fehler weniger als 0.04% am Ende der Simulation bei $t/\tau = 10$. Je mehr Zellen vorhanden sind, d. h. je kleiner die Zellgröße ist, desto kleiner ist auch der Ionisationsstrom, der in einer Zelle künstlich hinzugefügt wird. Diese feinere Verteilung des Ionisationsstroms auf mehr Zellen ist der Grund für die erhöhte Genauigkeit. Eine Erhöhung der Teilchenanzahl pro Zelle hat darauf keinen Einfluß, und deshalb führt eine Erhöhung auch nicht zu einer Reduzierung des Fehlers.

Resultate, ähnlich zu denen in den Abbildungen 3.3 und 3.4, erhält man auch für höhere Gasdichten, wobei die Anzahl der zurückgewiesenen Ionisa-

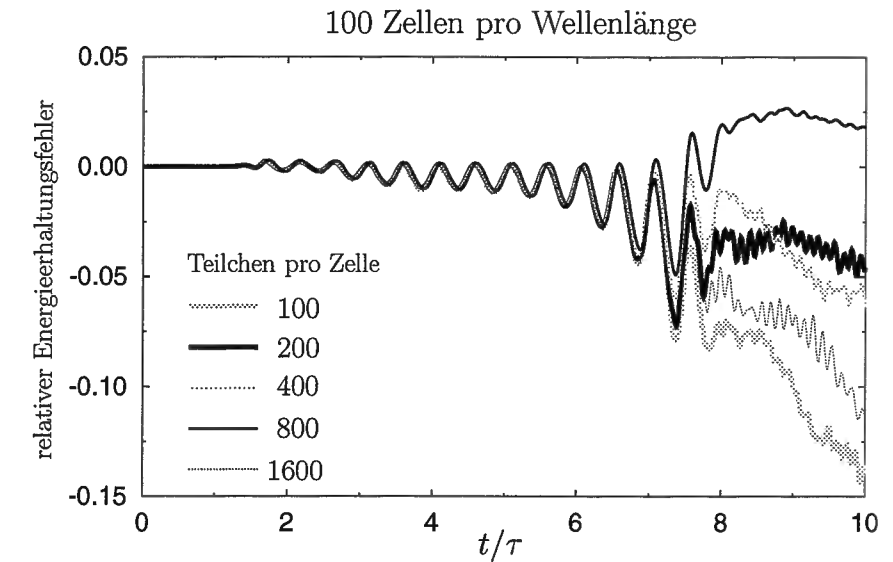


Abbildung 3.3 Der relative Energieerhaltungsfehler als Funktion der Zeit für Simulationen mit 100 Zellen pro Wellenlänge und verschiedenen Teilchenzahlen pro Zelle. Eine Erhöhung der Teilchenzahl pro Zelle führt nicht zwangsläufig zu einer Reduzierung des relativen Energieerhaltungsfehlers.

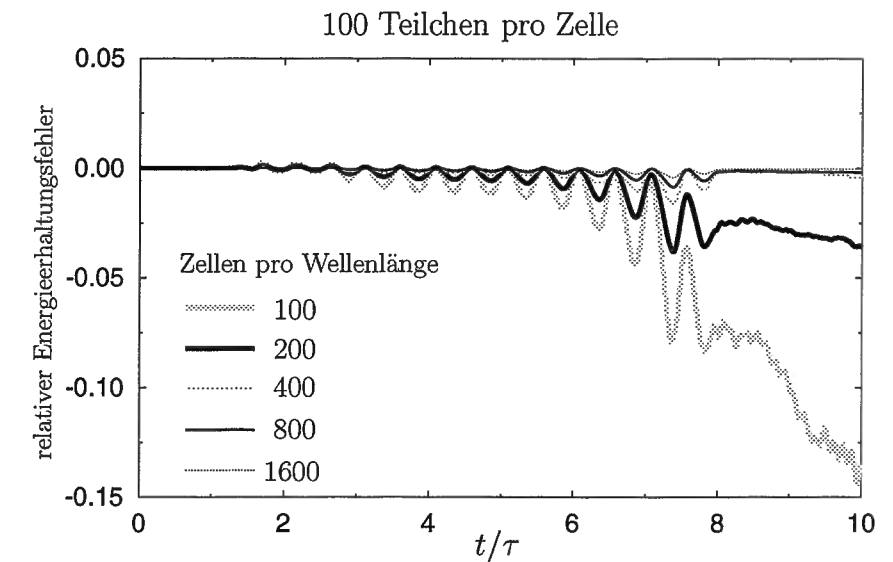


Abbildung 3.4 Der relative Energieerhaltungsfehler als Funktion der Zeit für Simulationen mit 100 Teilchen pro Zelle und variierter Anzahl an Zellen pro Wellenlänge. Eine Erhöhung der Anzahl der Zellen pro Wellenlänge führt zu einer feineren Verteilung des Ionisationsstroms auf mehr Zellen und reduziert dadurch den relativen Energieerhaltungsfehler.

tionsprozesse mit steigender Dichte zunimmt. Die Prüfung, ob in der jeweiligen Zelle ausreichend Feldenergie vorhanden ist, spielt dann eine essentielle Rolle. Es wurden zu Testzwecken Simulationen durchgeführt, die den Ionisationsstrom ohne jegliche Prüfung in die Zelle setzten. Dies führt zu unphysikalischen Strömen und unrealistisch großen Feldern. Die selbstkonsistente Integration der Maxwell-Gleichungen bricht zusammen.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen werden stets so viele Zellen pro Wellenlänge verwendet, daß der relative Energieerhaltungsfehler im Bereich von maximal ein paar Prozent liegt, meistens sogar weit unterhalb von einem Prozent.

Kapitel 4

Stoßionisation

Neben der in Kapitel 3 bereits beschriebenen Ionisation in starken elektrischen Feldern wird mit zunehmender Dichte des bestrahlten Targetmaterials die Elektronenstoßionisation bedeutsam, die z.B. bei Festkörpertargets der dominierende Ionisationsmechanismus ist. Deshalb ist neben der Feldionisation auch die Stoßionisation durch Elektronen in den PIC-Code implementiert. Die Stoßionisation erfolgt dabei immer aus dem Grundzustand, die Ionisation von angeregten Zuständen wird nicht behandelt.

Die ebenfalls bei zunehmenden Dichten bedeutsam werdenden Zweiteilchenstöße werden in Kapitel 5 behandelt. Rekombinationsprozesse werden in dieser Arbeit nicht berücksichtigt, da sie auf den betrachteten Zeitskalen ($< 200\text{fs}$) vernachlässigbar sind.

Für die Implementierung der Elektronenstoßionisation wird ein Monte Carlo Verfahren verwendet, dessen Effizienz mit Hilfe einer Nullstoßmethode gesteigert wird. Es wird dabei auf einer Arbeit von Vahedi und Surendra [30] aufgebaut. Im Gegensatz zu deren Verfahren arbeitet die im folgenden diskutierte Implementierung räumlich lokal und energieerhaltend und ist für beliebig viele Ionenladungszustände ausgelegt.

4.1 Monte Carlo Verfahren

Zunächst soll das Monte Carlo Verfahren erläutert werden, auf dem die Implementierung der Elektronenstoßionisation aufbaut. Im nächsten Abschnitt 4.2 wird dann auf eine Verbesserung des Algorithmus eingegangen, die die benötigte Rechenzeit drastisch reduziert.

Gegeben sei ein Elektron mit der Geschwindigkeit v_{el} und der kinetischen Energie

$$E_{\text{el}} = \frac{1}{2} m_{\text{el}} v_{\text{el}}^2, \quad (4.1)$$

das N verschiedene Arten von Stößen mit einer Targetteilchensorte haben kann. Der Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{ges} für das Elektron ist dann

$$\sigma_{\text{ges}}(E_{\text{el}}) = \sigma_1(E_{\text{el}}) + \dots + \sigma_N(E_{\text{el}}), \quad (4.2)$$

wobei $\sigma_j(E_{\text{el}})$ ($1 < j < N$) der Wirkungsquerschnitt für den j -ten Stoßtyp ist. Die Stoßwahrscheinlichkeit für das Elektron in einem Zeitintervall Δt ergibt sich dann zu

$$P_{\text{el}} = 1 - \exp(-\Delta t v_{\text{el}} \sigma_{\text{ges}}(E_{\text{el}}) n_t(\mathbf{x})), \quad (4.3)$$

wobei $n_t(\mathbf{x})$ die lokale Targetteilchendichte ist. Ein Stoßprozeß wird genau dann durchgeführt, wenn eine Zufallszahl, die gleichmäßig aus dem Intervall $[0, 1]$ ausgewählt wurde, kleiner ist als P_{el} . Der Stoßtyp wird dann gegebenenfalls mit einer zweiten Zufallszahl bestimmt und ausgeführt.

Für jedes endliche Zeitintervall Δt ist $P_{\text{el}} < 1$ und falls sich die Energie des Elektrons beim Stoßprozeß nicht zu sehr ändert, dann ist die Wahrscheinlichkeit für n Stöße innerhalb von Δt gegeben durch P_{el}^n . Da aber im Algorithmus nur ein Stoßprozeß pro Zeitschritt zugelassen wird, ist der erzeugte Fehler r (die Anzahl der nicht durchgeführten Stöße in Δt),

$$r \equiv \sum_{k=2}^{\infty} P_{\text{el}}^k = \frac{P_{\text{el}}^2}{1 - P_{\text{el}}}. \quad (4.4)$$

Da die Stoßionisationsroutine nur einmal pro PIC-Zyklus ausgeführt wird, sollte der PIC-Zeitschritt Δt und damit die Zellbreite Δx in den Simulationen so gewählt werden, daß

$$r < 0.01 \Leftrightarrow P_{\text{el}} < 0.095. \quad (4.5)$$

Bei der hier beschriebenen Monte Carlo Methode muß in jedem Zeitschritt für jedes Elektron die Stoßwahrscheinlichkeit P_{el} mit der zugehörigen kinetischen Energie E_{el} berechnet werden, was sehr viel Computerzeit in Anspruch nimmt. Eine verbesserte Form des Algorithmus wird im nächsten Abschnitt präsentiert.

4.2 Nullstoßmethode

Im weiteren wird erläutert, wie das computerzeitaufwendige Monte Carlo Verfahren aus Abschnitt 4.1 effizienter gemacht wird. Dabei bedient man sich einer bei Monte Carlo Simulationen weit verbreiteten Methode [31], der sogenannten Nullstoßmethode. Um zu vermeiden, daß in jedem Zeitschritt für jedes Elektron die Stoßwahrscheinlichkeit P_{el} berechnet werden muß, wählt man eine konstante Stoßfrequenz ν_{null} in der folgenden Weise

$$\nu_{\text{null}} := \max_{\mathbf{x}, E_{\text{el}}} (n_t \sigma_{\text{ges}} v_{\text{el}}) = \max_{\mathbf{x}} (n_t(\mathbf{x})) \max_{E_{\text{el}}} (\sigma_{\text{ges}}(E_{\text{el}}) v_{\text{el}}(E_{\text{el}})). \quad (4.6)$$

In anderen Worten, man führt einen zusätzlichen fiktiven Stoßprozeß ein, dessen Stoßfrequenz aufaddiert zur Gesamtstoßfrequenz $\nu_{\text{ges}} = n_t(\mathbf{x}) \sigma_{\text{ges}}(E_{\text{el}}) v_{\text{el}}(E_{\text{el}})$ einen konstanten Wert für alle $\mathbf{x}$ und E_{el} ergibt. Dieser Prozeß wird Nullstoß genannt, da keine reale Wechselwirkung stattfindet.

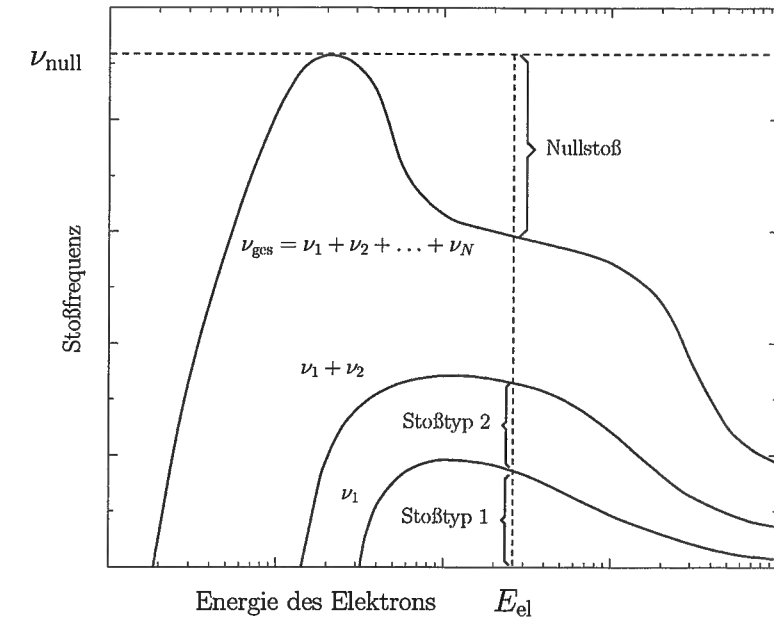


Abbildung 4.1 Der zusätzliche Nullstoßprozeß führt zu einer konstanten Stoßfrequenz für alle Energien E_{el} .

Für den Fall einer homogenen Targetteilchendichte muß nur das Maximum von E_{el} bestimmt werden, siehe dazu Abbildung 4.1.

Der maximale Anteil an stoßenden Elektronen ist somit

$$P_{\text{null}} = 1 - \exp(-\nu_{\text{null}} \Delta t). \quad (4.7)$$

Aus der Gesamtheit aller Elektronen N_{el} wählt man nun $P_{\text{null}} N_{\text{el}}$ Elektronen zufällig aus und bestimmt für jedes separat den durchzuführenden Stoßprozeß, siehe Abbildung 4.1, mittels einer gleichverteilten Zufallszahl R ($R \in [0, 1]$)

$$R \leq \frac{\nu_1(E_{\text{el}})}{\nu_{\text{null}}} \quad (\text{Stoßtyp 1}) \quad (4.8)$$

$$\frac{\nu_1(E_{\text{el}})}{\nu_{\text{null}}} < R \leq \frac{\nu_1(E_{\text{el}}) + \nu_2(E_{\text{el}})}{\nu_{\text{null}}} \quad (\text{Stoßtyp 2}) \quad (4.9)$$

$\vdots$

$$\sum_{j=1}^N \frac{\nu_j(E_{\text{el}})}{\nu_{\text{null}}} < R \quad (\text{Nullstoß}). \quad (4.10)$$

Die Effizienzsteigerung gegenüber der Standardmethode, Abschnitt 4.1, hängt von P_{null} ab. Für eine Simulation mit dem Standardverfahren mit N_{el} Elektronen muß P_{el} zusammen mit der kinetischen Energie E_{el} und den Stoßfrequenzen ν_j ($1 \leq j \leq N$) insgesamt N_{el} -mal bestimmt werden, mit der Nullstoßmethode hingegen nur $N_{\text{el}} P_{\text{null}}$ -mal. P_{null} ist typischerweise von der Größenordnung 10^{-3} , so daß die eingesparte Computerzeit üblicherweise sehr beachtlich ist.

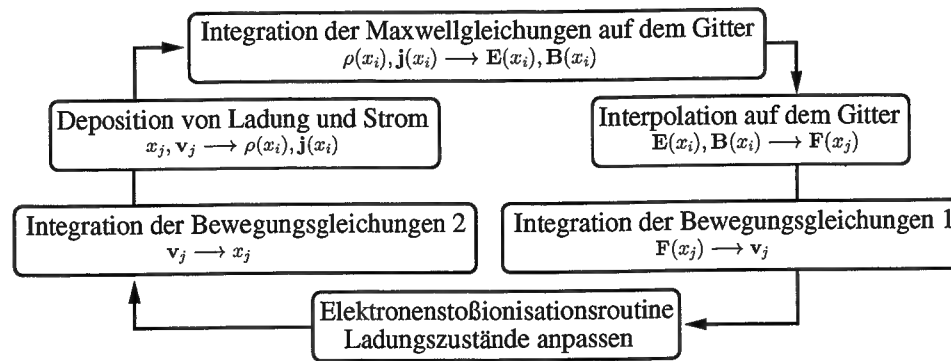


Abbildung 4.2 Die Position der Elektronenstoßionisationsroutine im PIC-Zyklus.

4.3 Implementierung

Nach der Beschreibung des Monte Carlo Verfahrens, das der Implementierung der Elektronenstoßionisation zugrunde liegt, wird im folgenden die Umsetzung im PIC-Code erläutert. Die Position der Ionisationsroutine im PIC-Zyklus entnimmt man Abbildung 4.2. Die Integration der Bewegungsgleichungen, vergleiche Abbildung 2.1, wird in zwei Schritte aufgeteilt, zwischen denen die Ionisationsroutine durchgeführt wird. Zuerst werden die Teilchen beschleunigt und die Geschwindigkeiten aktualisiert. Dann folgt die eigentliche Ionisationsroutine, die gegebenenfalls die Geschwindigkeit der Elektronen ändert, da die benötigte Ionisationsenergie dem Stoßelektron entzogen wird. Anschließend werden alle Makroteilchen entsprechend ihrer aktuellen Geschwindigkeiten bewegt. Für eine schematische Darstellung in einer Zelle des PIC-Codes siehe Abbildung 4.3.

Vahedi und Surendra [30] arbeiten bei ihrer Implementierung, die zur Simulation von Argon- und Sauerstoffentladungen verwendet wird, mit einer konstanten Targetteilchen- bzw. Ionendichte und führen die Ionisationsprozesse nicht lokal aus, d.h. ein Elektron am einen Ende der Simulationsbox kann ein Ion am anderen Ende der Box ionisieren. Dies führt dazu, daß die Energie in der Simulationsbox nicht lokal erhalten bleibt. Darüber hinaus werden nur zwei verschiedene Ladungszustände mit einem Ionisationsprozeß betrachtet.

In der vorliegenden Implementierung erfolgt die Durchführung der Ionisationsroutine räumlich lokal in einer PIC-Code-Zelle, wodurch die lokale Energieerhaltung gewährleistet ist. Bei der im letzten Abschnitt beschriebenen Methode wurden N verschiedene Stoßprozesse der Elektronen mit einer Ionensorte betrachtet. Die Implementierung kann jedoch mehr als nur zwei Ladungszustände handhaben und deshalb liegen jetzt mehrere Ionensorten, Dichten n_j , mit den dazugehörigen Ionisationsprozessen, Wirkungsquerschnitte σ_j , vor. Zunächst wird in jeder mit Elektronen besetzten Zelle

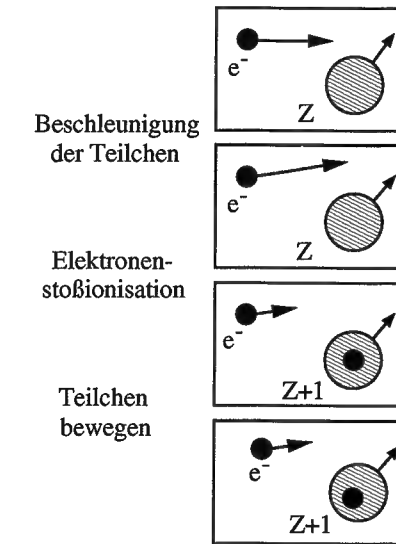


Abbildung 4.3 Schematische Darstellung der Kombination von „Integration der Bewegungsgleichungen“ und der Stoßionisation in einer PIC-Code-Zelle. Das an der Stelle des Ions erzeugte Elektron besitzt keine Geschwindigkeit.

die Stoßfrequenz ν'_{null} bestimmt

$$\nu_{\text{null}} \stackrel{(4.6)}{=} \max_{\mathbf{x}, E_{\text{el}}} (n_t \sigma_{\text{ges}} v_{\text{el}}) \quad (4.11)$$

$$= \max_{E_{\text{el}}} \left(\sum_j n_j \sigma_j v_{\text{el}} \right) \quad (4.12)$$

$$\leq \sum_j \max_{E_{\text{el}}} (n_j \sigma_j v_{\text{el}}) \quad (4.13)$$

$$= \sum_j n_j \underbrace{\max_{E_{\text{el}}} (\sigma_j v_{\text{el}})}_{\text{einmalig zu berechnen}} \quad (4.14)$$

$$=: \nu'_{\text{null}} \quad (4.15)$$

wobei $\max_{E_{\text{el}}} (\sigma_j(E_{\text{el}}) v_{\text{el}}(E_{\text{el}}))$ nur von den Wirkungsquerschnitten σ_j für Stoßionisation des j -ten Ladungszustands abhängt und daher nur einmalig berechnet werden muß. Es ist zu beachten, daß die Ladungszustandsdichten n_j die Dichten in der behandelten Zelle sind und kein Maximum in Abhängigkeit vom Ort gesucht werden muß. Es wird somit in jeder Zelle nur die gewichtete Summe (4.14) über die Ladungszustandsdichten berechnet. Für die maximale Stoßionisationswahrscheinlichkeit erhält man dann

$$P_{\text{null}} = 1 - \exp(-\nu'_{\text{null}} \Delta t). \quad (4.16)$$

Nach einem Test, ob $P_{\text{null}} < 0.095$, welcher restriktiver ist als von Gleichung (4.5) gefordert (Ungleichung (4.13)), werden $P_{\text{null}} N_{\text{el}}$ Elektronen aus

allen Elektronen dieser Zelle zufällig ausgewählt – N_{el} ist die Anzahl an Makroelektronen in dieser Zelle –, für die dann geprüft wird, ob sie einen Stoßionisationsprozeß ausführen oder nicht. Da P_{null} von der Größenordnung 10^{-3} ist, und die Anzahl an Makroelektronen N_{el} gegebenenfalls kleiner als 100 ist, ergibt sich $P_{\text{null}}N_{\text{el}} \sim 10^{-1}$. Somit käme ein Stoßionisationsprozeß nie zustande. Deshalb wird $P_{\text{null}}N_{\text{el}}$ akkumuliert und die Beiträge von $P_{\text{null}}N_{\text{el}} < 1$ werden somit berücksichtigt. Es kommt dann gegebenenfalls einige PIC-Zyklen später zu einem Stoßionisationsprozeß. Für jedes ausgewählte Elektron wird mittels einer Zufallszahl $R' \in [0, 1]$ und $R = R'\nu'_{\text{null}}$ in folgender Weise der Stoßprozeß ausgewählt

$$R \leq \nu_1 = n_1 \sigma_1(E_{\text{el}}) v_{\text{el}}(E_{\text{el}}) \quad (\text{Stoßtyp 1}) \quad (4.17)$$

$$\nu_1 < R \leq \nu_1 + \nu_2 \quad (\text{Stoßtyp 2}) \quad (4.18)$$

$$\vdots$$

$$\sum_{j=1}^N \nu_j < R \quad (\text{Nullstoß}). \quad (4.19)$$

Die verschiedenen Stoßtypen sind die verschiedenen Ionisationsprozesse, die das Elektron in dieser Zelle ausführen kann, z. B. für den Fall, daß in einer Zelle nur Ionen mit den Ladungszuständen 3+, 4+ und 6+ vorliegen, gibt es drei verschiedene Stoßtypen. Im Fall des Nullstoßes wird kein Ionisationsprozeß ausgeführt und mit dem nächsten ausgewählten Elektron fortgefahren. Andernfalls wird ein Ion mit passendem Ladungszustand zufällig herausgegriffen und der Prozeß durchgeführt, d. h. der Ladungszustand Z des Ions wird erhöht, siehe Abbildung 4.3. Die aktuelle Position und Geschwindigkeit bleiben unverändert. Dem Ionisationselektron wird die Ionisationsenergie entzogen, indem die Geschwindigkeit entsprechend reduziert wird. Die Bewegungsrichtung bleibt dabei unverändert. Als letztes wird das ionisierte Elektron im Code erzeugt und an die exakt gleiche Position wie das Ion gesetzt und im Laborsystem mit verschwindender Geschwindigkeit initialisiert. Wenn alle ausgewählten Elektronen in dieser Zelle abgearbeitet sind, wird mit der nächsten Zelle fortgefahren.

An dieser Stelle wird deutlich, warum nicht mit gewichteten Makroteilchen gearbeitet werden kann. Im Fall der Feldionisation würde es keine Probleme bereiten, siehe Abschnitt 3.2.3, aber für die Stoßionisation müßte der Ladungszustand eines Ions partiell, d. h. nicht ganzzahlig, geändert werden, falls die Anzahl der durch ein Makrostößelektron repräsentierten Mikroteilchen nicht mit der für das Makroion übereinstimmt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Stoßquerschnitte finden sich in [32] bzw. in den darin enthaltenen Referenzen und darüber hinaus für B^{4+} in [33].

Es wurden zahlreiche Tests durchgeführt, die ergaben, daß der relative Energieerhaltungsfehler sowohl mit zunehmender Teilchenanzahl pro Zelle als auch mit zunehmender Zellenanzahl pro Wellenlänge stetig abnimmt, im Gegensatz zur Feldionisation, bei der nur die Erhöhung der Zellenanzahl pro Wellenlänge zu einer stetigen Abnahme des Energieerhaltungsfehlers führt.

Kapitel 5

Zweiteilchenstöße

Bei der Untersuchung von Targets höherer Dichte, z. B. Festkörpertargets, spielen die Coulombstöße zwischen den Teilchen im Plasma eine wichtige Rolle. Bei einer kinetischen Beschreibung mittels eines Particle-In-Cell-Codes müssen die Zweiteilchenstöße zusätzlich eingebaut werden. Es wird zunächst in Abschnitt 5.1 das zugrundeliegende Modell erläutert und dann die Implementierung in Abschnitt 5.2 und ein einfacher Testfall in Abschnitt 5.3 diskutiert. Durch die Berücksichtigung der Zweiteilchenstöße wird der Übergang zu stoßdominierten Plasmen mit diffusivem Transport ermöglicht und somit die Verbindung zur „klassischen“ Laser-Plasma-Theorie hergestellt.

5.1 Methode

Es gibt in erster Linie zwei Arten von Wechselwirkungen zwischen geladenen Teilchen in ionisierten Plasmen. Zum einen die langreichweitige, kollektive Wechselwirkung und zum anderen die kurzreichweitigen Kleinwinkelzweiteilchenstöße. Auf der Längenskala trennt die Debyelänge die beiden Wechselwirkungen voneinander. In Teilchensimulationen werden sie gewöhnlicherweise in zwei getrennten Prozeduren behandelt, wobei man annimmt, daß das Gesamtergebn durch die Superposition der beiden gegeben ist. Die erstere beinhaltet die Lösung der Bewegungsgleichung für die Teilchen bei gleichzeitiger, selbstkonsistenter Lösung der Maxwellgleichungen und stellt den stoßfreien PIC-Code dar, der in Abschnitt 2.2 beschrieben wurde. Für die Zweiteilchenstöße wird das Modell von Takizuka und Abe [34] in der Form von Ma, Sydora und Dawson [35] verwendet, das äquivalent ist zum Fokker-Planck-Operator in der Landau'schen Form. Dieses Modell wird von zahlreichen Gruppen verwendet – stellt gewissermaßen ein Standardverfahren dar – und wird deshalb im folgenden nur kurz beschrieben.

Die Simulationsbox wird räumlich so in Zellen eingeteilt, daß sich die Plasmaeigenschaften über jede Zelle hinweg nicht wesentlich verändern. Eine typische Zellgröße ist somit die Debyelänge, und es braucht daher keine zusätzliche Zellstruktur eingeführt werden, sondern es wird die durch den PIC-Algorithmus vorgegebene Zellaufteilung verwendet. In den einzelnen Zellen

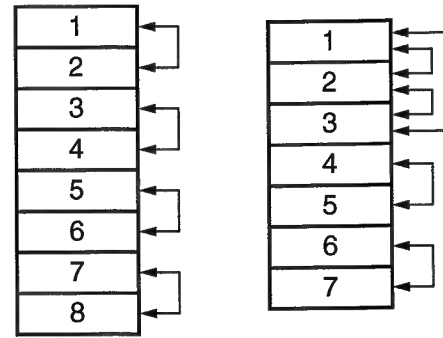


Abbildung 5.1 Gruppierung für die Stöße zwischen gleichartigen Teilchen für die beiden Fälle, daß die Anzahl der Teilchen gerade oder ungerade ist.

findet dann eine Gruppierung der darin enthaltenen Teilchen statt und anschließend werden die Stöße zwischen gruppierten Teilchen ausgeführt.

Die Gruppierung der in einer Zelle enthaltenen Teilchen erfolgt in jedem Zeitschritt und wird zufällig durchgeführt, wobei in einem Plasma mit zwei verschiedenen Teilchensorten, Elektronen und Ionen, drei unterschiedliche Gruppierungen durchgeführt werden: Elektronen-Elektronen, Ionen-Ionen und Elektronen-Ionen. Bei der Gruppierung von gleichartigen Teilchen bringt man die Teilchen zunächst in eine zufällige Reihenfolge und gruppiert dann im Fall einer geraden Anzahl von Teilchen aufeinanderfolgende Teilchen, andernfalls werden die ersten drei Teilchen jeweils miteinander gruppiert und der geradzahlige Rest dann wieder paarweise, siehe Abbildung 5.1.

Bei der Gruppierung von Elektronen mit Ionen beginnt man erneut mit einer zufälligen Reihenfolge der Teilchen. Im Falle gleicher Teilchenanzahl gruppiert man die Teilchen der Reihe nach, wie in Abbildung 5.2 gezeigt. Falls die Teilchenzahlen verschieden sind, $N_\alpha > N_\beta$ und $N_\alpha/N_\beta = i+r$ wobei i eine positive ganze Zahl und $0 \leq r < 1$, dann werden sowohl die Elektronen als auch die Ionen in zwei Untergruppen geteilt. Bei der Teilchensorte α bilden die ersten $(i+1)rN_\beta$ Teilchen die Untergruppe 1 und bei der Sorte β die ersten rN_β Teilchen. Die zweite Untergruppe besteht bei der Sorte α aus den verbleibenden $i(1-r)N_\beta$ Teilchen und bei der Teilchensorte β aus den restlichen $(1-r)N_\beta$ Teilchen. Jedes Teilchen der Sorte β aus der ersten Untergruppe wird dann $i+1$ -mal mit Teilchen aus der ersten Untergruppe der Sorte α gepaart. Jedes Teilchen der Sorte β aus der zweiten Untergruppe wird i -mal mit Teilchen aus der zweiten Untergruppe der Sorte α gruppiert. In Abbildung 5.2 ist ein Beispiel für $N_\alpha = 10, N_\beta = 4$ und somit $i = 2, r = 0.5$ dargestellt.

Nach der Gruppierung für die Elektron-Elektron-, Ion-Ion- und Elektron-Ion-Stöße werden die Zweiteilchenstöße jeweils paarweise durchgeführt. Dabei wird der Relativgeschwindigkeitsvektor $\mathbf{u}^t = \mathbf{v}_\alpha^t - \mathbf{v}_\beta^t$ nach $\mathbf{u}^{t+\Delta t}$ gestreut, ohne daß sich sein Betrag dabei ändert, siehe Abbildung 5.3, $\mathbf{v}_\alpha^t$ und $\mathbf{v}_\beta^t$ sind die Geschwindigkeiten der beiden Stoßpartner vor dem Stoß, Zeitpunkt t . Δt

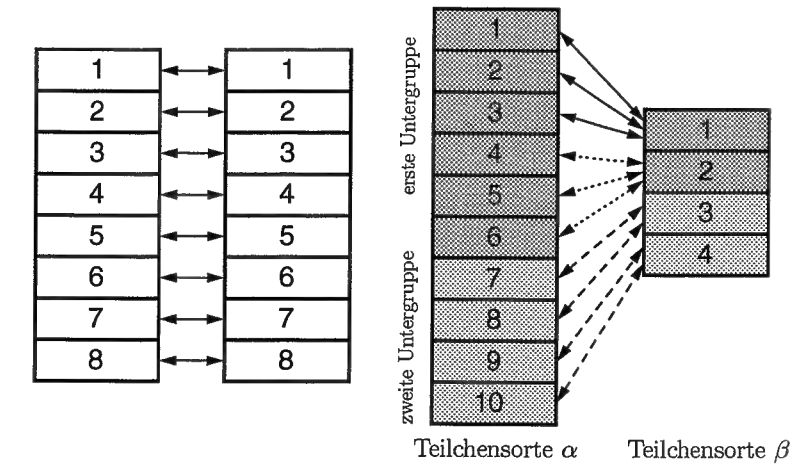


Abbildung 5.2 Gruppierung für die Stöße zwischen Elektronen und Ionen für den Fall, daß $N_{el} = N_{ion}$ und daß die Teilchenzahlen verschieden sind, $N_\alpha > N_\beta$.

ist der Zeitschritt im PIC-Code. Die Streuwinkel sind

$$\theta = \sqrt{-2\nu_{\alpha\beta}\Delta t \ln(1-R_1)}, \quad (5.1)$$

$$\phi = 2\pi R_2 \quad (5.2)$$

wobei R_1 und R_2 gleichmäßigverteilte Zufallszahlen aus dem Intervall $[0, 1]$ sind und die Stoßfrequenz $\nu_{\alpha\beta}$ gegeben ist durch

$$\nu_{\alpha\beta} = \tilde{\nu}_{\alpha\beta} \frac{3\sqrt{\pi/2}n}{u^3}, \quad (5.3)$$

$$\tilde{\nu}_{\alpha\beta} = \frac{e_\alpha^2 e_\beta^2 \ln \Lambda}{3(2\pi)^{3/2} \epsilon_0^2 m_\alpha^2 m_\beta^2}. \quad (5.4)$$

Dabei ist $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$, $n = \min(n_\alpha, n_\beta)$, $u = |\mathbf{u}|$ und $\ln \Lambda$ ist der Coulomblogarithmus. Die Ladung, die Teilchendichte in der aktuellen Zelle und die Masse eines Teilchens der Sorte α sind gegeben durch e_α , n_α und m_α .

Für die Geschwindigkeiten der Stoßpartner nach dem Stoß ergibt sich

$$\mathbf{v}_\alpha^{t+\Delta t} = \mathbf{v}_\alpha^t + \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \Delta \mathbf{u}, \quad (5.5)$$

$$\mathbf{v}_\beta^{t+\Delta t} = \mathbf{v}_\beta^t - \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_\beta} \Delta \mathbf{u}. \quad (5.6)$$

Dabei ist $\Delta \mathbf{u} = \mathbf{u}^{t+\Delta t} - \mathbf{u}^t$, mit den Komponenten

$$\Delta u_x = \frac{u_x^t}{u_\perp^t} u_z^t \sin \theta \cos \phi - \frac{u_y^t}{u_\perp^t} u \sin \theta \sin \phi - u_x^t (1 - \cos \theta), \quad (5.7)$$

$$\Delta u_y = \frac{u_y^t}{u_\perp^t} u_z^t \sin \theta \cos \phi + \frac{u_x^t}{u_\perp^t} u \sin \theta \sin \phi - u_y^t (1 - \cos \theta), \quad (5.8)$$

$$\Delta u_z = -u_\perp^t \sin \theta \cos \phi - u_z^t (1 - \cos \theta) \quad (5.9)$$

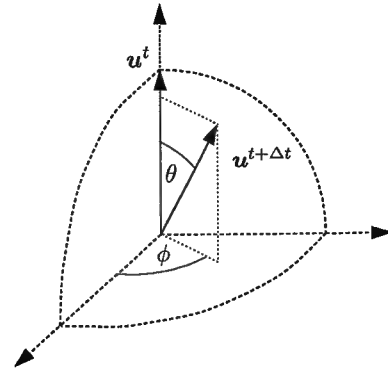


Abbildung 5.3 Der Relativgeschwindigkeitsvektor $u^t = v_\alpha^t - v_\beta^t$ wird beim Stoß nach $u^{t+\Delta t}$ gestreut, ohne daß sich sein Betrag dabei ändert.

wobei $u_\perp^t = \sqrt{(u_x^t)^2 + (u_y^t)^2}$. Falls $u_\perp^t = 0$, dann sind die Komponenten von Δu gegeben durch

$$\Delta u_x = u \sin \theta \cos \phi \quad (5.10)$$

$$\Delta u_y = u \sin \theta \sin \phi \quad (5.11)$$

$$\Delta u_z = -u(1 - \cos \theta). \quad (5.12)$$

Bei der angegebenen Geschwindigkeitsänderung bleiben sowohl der Gesamtimpuls als auch die Gesamtenergie erhalten, solange die Geschwindigkeiten nichtrelativistisch sind. Da die beiden Stoßpartner sich in derselben Zelle befinden, ist die Impuls- sowie die Energieerhaltung sogar lokal gewährleistet.

Da der Impulsübertrag nicht relativistisch korrekt behandelt wird, muß bei der Anwendung dieses Verfahrens sehr vorsichtig vorgegangen werden. Es kann passieren, daß ein Stoßpartner nach dem Stoß eine Geschwindigkeit besitzt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit ist. Dieser Stoß wird dann rückgängig gemacht, so daß die beiden beteiligten Stoßpartner in diesem Zeitschritt keinen Stoß ausführen. In den Simulationen wird darauf geachtet, daß der Anteil an nichtdurchgeführten Stößen verschwindend gering ist gegenüber den durchgeführten. In den meisten Simulationen tritt die Zurückweisung eines Stoßes überhaupt nicht auf, da die Elektronenenergien zu gering sind, so liegen z.B. in den Simulationen mit Festkörpertargets die maximalen Elektronenenergien bei 5keV.

Die durch die Winkel θ und ϕ charakterisierte Drehung des Geschwindigkeitsvektors kann mit dem Bild der Zufallsbewegung der Teilchen im Geschwindigkeitsraum verstanden werden. In einem Plasma ist eine stoßbestimmte Teilchenbewegung mehr oder weniger eine Brownsche Bewegung. Dieser Prozeß kann durch eine Gaußverteilung beschrieben werden mit einem gemittelten θ^2

$$\begin{aligned} \langle \theta^2 \rangle &= \frac{1}{\nu_{\alpha\beta} \Delta t} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\nu_{\alpha\beta}} \Delta t\right) \theta \times \theta^2 d\theta \\ &= 2\nu_{\alpha\beta} \Delta t. \end{aligned} \quad (5.13)$$

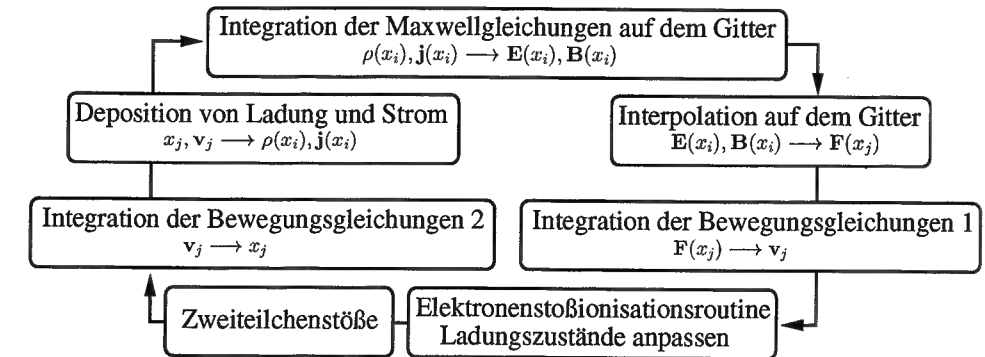


Abbildung 5.4 Die Zweiteilchenstöße werden nach der Beschleunigung und der Stoßionisation ausgeführt. Erst im Anschluß erfolgt die Bewegung der Teilchen.

Die Verteilungsfunktion $\exp(-\theta^2 \Delta t / 2\nu_{\alpha\beta}) \theta$ liegt der Zufallsauswahl für θ in Gleichung (5.1) zugrunde. Somit charakterisiert $\nu_{\alpha\beta}$ die Winkelrelaxationsrate für die Testteilchen der Sorte α (β) aufgrund von Stößen in einem Medium bestehend aus den Feldteilchen der Sorte β (α). Während sich die Testteilchen bewegen, verändern sie auch das Medium bestehend aus den Feldteilchen.

Die Stöße zwischen den geladenen Teilchen in einem Plasma sind zum großen Teil Kleinwinkel-Zweiteilchenstöße. Der Zweiteilchencharakter ist in dem vorliegenden Modell enthalten, und Kleinwinkelstöße werden durch das Modell beschrieben, solange $\nu_{\alpha\beta} \Delta t \ll 1$, wie aus Gleichung (5.13) ersichtlich ist. Die Größe $\nu_{\alpha\beta} \Delta t$ ist abhängig von der Relativgeschwindigkeit u und der Teilchendichte n , Gleichung (5.3), und variiert deshalb über einen großen Bereich. Zur Kontrolle wird der Mittelwert von $\nu_{\alpha\beta} \Delta t$ über alle während einer Simulation durchgeführten Stöße gebildet.

5.2 Implementierung

Im folgenden soll kurz auf die Umsetzung des im vorigen Abschnitt beschriebenen Zweiteilchenstoßmodells eingegangen werden.

Die Zweiteilchenstöße werden in den PIC-Zyklus nach der Beschleunigung der Teilchen, d. h. nach der Veränderung der Geschwindigkeiten, und nach der Stoßionisationsroutine eingegliedert. Die Bewegung der Teilchen schließt sich dann an die Zweiteilchenstöße an, siehe Abbildung 5.4.

Dabei werden in jeder Zelle die Teilchen, wie zuvor beschrieben, miteinander gruppiert, d. h. für Elektron-Elektron, Ion-Ion und Elektron-Ion Stöße. Für jedes Paar von Teilchen werden dann die Geschwindigkeiten nach dem Stoß aus den Gleichungen (5.3) und (5.4) bestimmt. Bei der Durchführung der Zweiteilchenstöße ist zu beachten, daß in der Regel nicht nur ein Ladungszustand der Ionen vorliegt, sondern gegebenenfalls alle Zustände vorliegen, die auftreten können, insbesondere auch der nicht ionisierte. Dies muß bei der Bestimmung des Minimums $n = \min(n_\alpha, n_\beta)$ für Gleichung (5.3) berück-

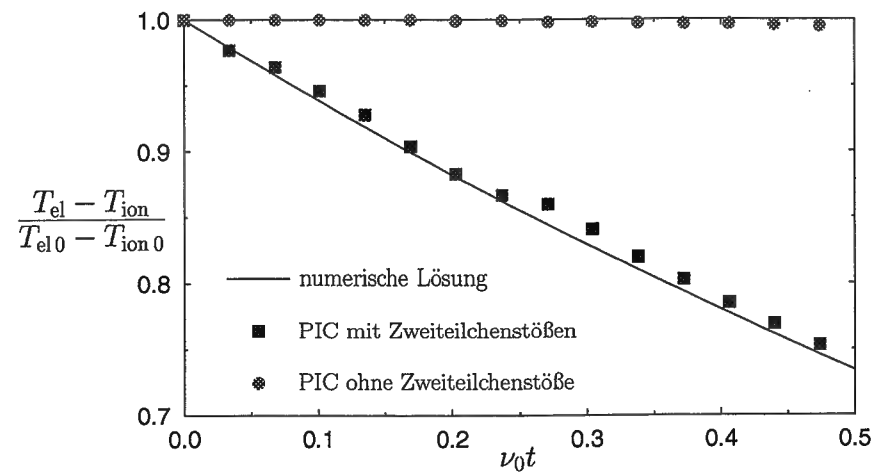


Abbildung 5.5 Dargestellt ist $(T_{\text{el}} - T_{\text{ion}})/(T_{\text{el}0} - T_{\text{ion}0})$ als Funktion von $\nu_0 t$.

sichtigt werden, da die ungeladenen Teilchen nicht an den Coulombstößen teilhaben. Der Coulomblogarithmus $\ln \Lambda$ in Gleichung (5.4) wird bei jeder Simulation unabhängig vom Ort fest vorgegeben und während der Simulation nicht mehr verändert.

5.3 Test

Als Test für das implementierte Zweiteilchenstoßmodell dient die thermische Relaxation von anfänglich unterschiedlichen Elektronen- und Ionentemperaturen. Dies ist einer der Tests, die von Takizuka und Abe [34] bzw. auch von Ma *et al.* [35] verwendet wurden. Die Anpassung der beiden Temperaturen T_{el} und T_{ion} wird näherungsweise beschrieben durch

$$\frac{d}{dt}(T_{\text{ion}} - T_{\text{el}}) = -\nu_{\text{eq}}(T_{\text{ion}} - T_{\text{el}}) \quad (5.14)$$

wobei

$$\nu_{\text{eq}} = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{m_{\text{el}}}{m_{\text{ion}}} \left(1 + \frac{m_{\text{el}} T_{\text{ion}}}{m_{\text{ion}} T_{\text{el}}}\right)^{-\frac{3}{2}} \nu_0 \quad (5.15)$$

und

$$\nu_0 = \frac{Z^2 e^4 (n_{\text{el}} + n_{\text{ion}}) \ln \Lambda}{8\sqrt{2} \pi \epsilon_0^2 \sqrt{m_{\text{el}}} T_{\text{el}}^{3/2}}. \quad (5.16)$$

In Abbildung 5.5 ist $(T_{\text{el}} - T_{\text{ion}})/(T_{\text{el}0} - T_{\text{ion}0})$ als Funktion von $\nu_0 t$ dargestellt, wobei $m_{\text{ion}}/m_{\text{el}} = 4$ und $T_{\text{ion}0}/T_{\text{el}0} = \frac{1}{8}$. Die gezeigte numerische Lösung folgt aus Gleichung (5.14). Die PIC-Resultate wurden einerseits mit eingeschalteten Zweiteilchenstößen und andererseits ohne sie erzielt. Es ist deutlich zu erkennen, daß durch das vorliegende Modell die Coulombstöße ausreichend beschrieben werden.

Kapitel 6

Feldionisation durch Elektronenjets

Im Mittelpunkt dieses Kapitels steht die Untersuchung der Ionisationsdynamik einer dünnen Heliumgasschicht mit leicht überkritischer Dichte unter Verwendung eines ultrakurzen Laserpulses, der nur einige Laserzyklen lang ist. Dabei wird großer Wert auf die zeitliche Entwicklung und die klare Identifizierung der verschiedenen Ionisationsmechanismen gelegt. Von besonderer Bedeutung ist ein neuartiger Mechanismus der Feldionisation durch quasistatische Ladungstrennungsfelder, die durch schnelle Elektronen erzeugt werden und insbesondere auf der Rückseite des Targets zu gerichteten elektrischen Feldern führen, die von derselben Größenordnung sind wie die Laserfeldamplitude. Darüber hinaus wird auch die Rückkopplung der Ionisation auf das reflektierte und transmittierte Lichtspektrum und der Beitrag der Stoßionisation zur Ionisationsdynamik diskutiert.

Bei diesen Untersuchungen werden beide implementierten Ionisationsmodelle verwendet, obwohl das ADK-Modell von Ammosov, Delone und Kraiov das realistischere Modell ist. Im simplen BSI-Modell treten jedoch einige interessante Aspekte der Ionisationsdynamik deutlicher hervor als im ADK-Modell.

6.1 Überblick

Im folgenden werden Simulationsergebnisse vorgestellt, bei denen ein Laserpuls mit einer Intensität von $I = 9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ senkrecht auf eine Heliumgasschicht auftrifft. Es wurde He-Gas für diese einführenden Simulationen gewählt, da es mit nur drei Ladungszuständen ein übersichtliches System darstellt, so daß die Komplexität der Ionisationsdynamik von Systemen mit zahlreichen Ladungszuständen soweit reduziert ist, daß die grundlegenden Effekte klar herausgearbeitet werden können. Der Laserpuls ist sechs Zyklen lang mit einer sinusförmigen Einhüllenden, siehe Abbildung 6.1. Die Schicht hat eine Dichte von $n_{\text{He}} = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} = 2n_c$, ist $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ dick und zentriert in der Simulationsbox mit einer Gesamtlänge von $3\lambda_0$, wobei λ_0 die Vakuumwellenlänge ist. Die Simulationen wurden mit 600 Zellen pro Wellenlänge und mit 100 Makroteilchen pro Zelle durchgeführt.

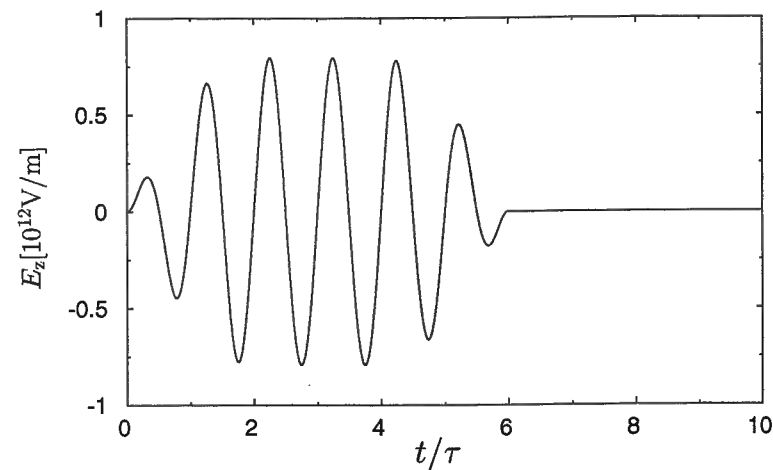


Abbildung 6.1 Der verwendete Laserpuls mit einer Intensität von $I = 9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ und einer sinusförmigen Einhüllenden.

Abbildung 6.2 zeigt eine Raum-Zeit-Darstellung der Elektronendichte n_{el} . Die Ortskoordinate ist in Laserwellenlängen und die Zeitkoordinate in Laserzyklen angegeben. Zum Zeitpunkt $t = 0$ beginnt der Puls von links in die Simulationsbox zu laufen und erreicht die Gasschicht bei $t = \tau$. Für die in den Abbildungen 6.2 und 6.3 gezeigten Resultate wird das BSI-Modell verwendet, wodurch einige interessante Aspekte der Ionisationsdynamik besonders deutlich hervortreten. Das Schwellwertverhalten des BSI-Modells, d. h. ein Atom oder Ion wird nur dann ionisiert, wenn die elektrische Feldstärke an seinem Ort einen gewissen Schwellwert überschreitet, führt zu scharfen Ionisationsfronten. In Abschnitt 6.2 werden die entsprechenden Ergebnisse unter Verwendung des ADK-Modells diskutiert.

Sobald die Feldamplitude im ersten halben Laserzyklus groß genug ist, um neutrale Gasatome zu ionisieren, steigt die Elektronendichte auf $2n_c$. Der Laserpuls läuft weiter in die Gasschicht hinein, wobei er seine Feldenergie teilweise zum Ionisieren des Materials aufwendet. Sobald n_{el} die kritische Dichte überschreitet, kann das Licht nicht mehr in das Material propagieren und beginnt reflektiert zu werden. Beides zusammen führt schließlich zu einer ionisierten Schicht mit einer begrenzten Dicke ($1 < x/\lambda_0 < 1.83$). Der dahinter liegende Bereich ($1.83 < x/\lambda_0 < 2$) ist immer noch in der nichtionisierten Gasphase.

Der zweite Halbzyklus trifft dann auf He^+ und die Amplitude ist groß genug, um zu He^{2+} ($n_e = 4n_c$) mit einer Front bei $x/\lambda_0 = 1.08$ aufzuionisieren. Diese Tiefe entspricht der Skintiefe bei dieser Elektronendichte.

Nach dieser Anfangsphase trifft der Laserpuls auf vollständig ionisiertes, vierfach überkritisches Plasma und wird reflektiert. Die Eindringtiefe ist dann durch die Skintiefe gegeben. Der weitere Anstieg der Laserfeldamplitude in den beiden folgenden Zyklen vergrößert die Dicke der He^{2+} -Schicht

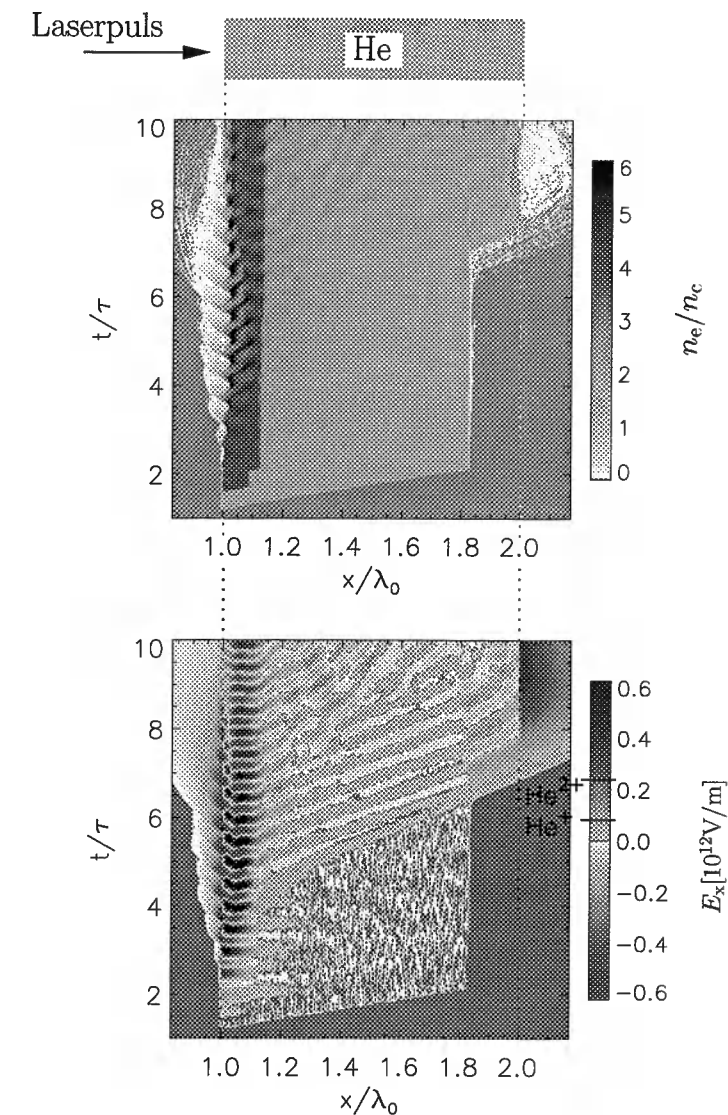


Abbildung 6.2 Raum-Zeit-Darstellungen der Elektronendichte n_{el} und des longitudinalen elektrischen Feldes E_x unter Verwendung des BSI-Modells. Eingezeichnet sind auch die Schwellwerte, die im BSI-Modell zur Erzeugung von He^+ und He^{2+} führen.

geringfügig, ($x/\lambda_0 = 1.1$, $t/\tau = 2.1$) und ($x/\lambda_0 = 1.13$, $t/\tau = 4.1$). Der Bereich des nicht ionisierten Gases ($x/\lambda_0 > 1.83$) wird vom Laserpuls nicht mehr beeinflusst.

Die beiden Graphiken in Abbildung 6.3 zeigen die Ionisationsereignisse für Feld- und Stoßionisation. Ein Ereignis an einem bestimmten Ort und zu einem bestimmten Zeitpunkt wird durch einen schwarzen Punkt in der Raum-Zeit-Darstellung markiert. Dort, wo keine Ionisation stattfindet, bleibt die Fläche weiß. Wenn sich mehrere Ereignisse häufen, dann wird mit zu-

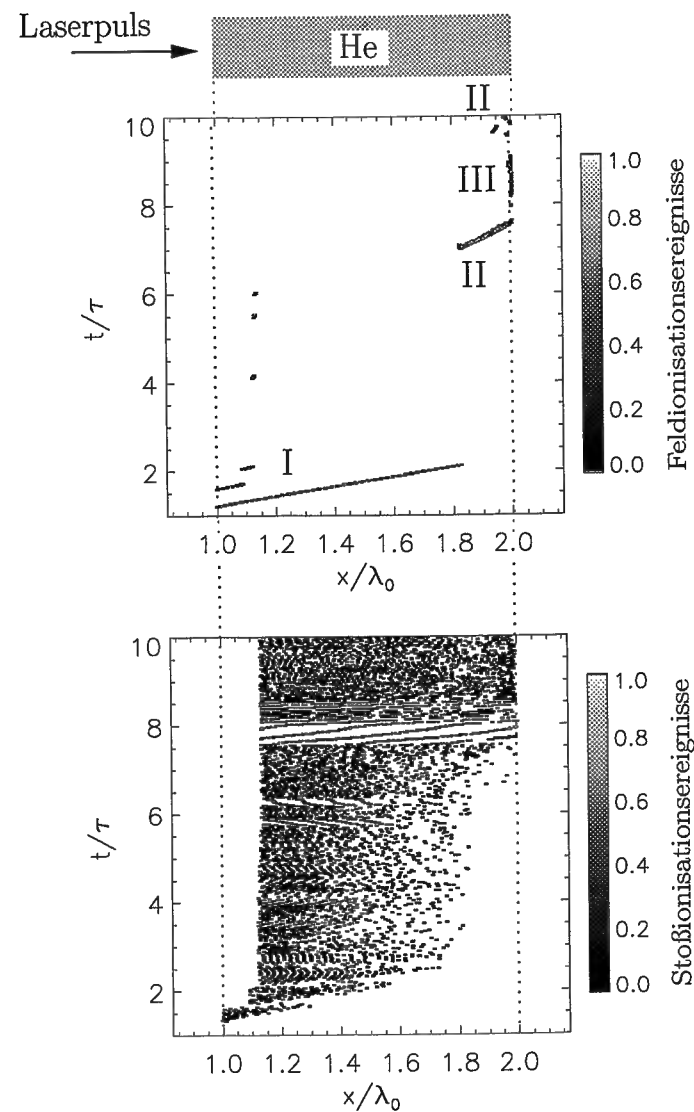


Abbildung 6.3 Raum-Zeit-Darstellungen der Feld- und Stoßionisationsereignisse unter Verwendung des BSI-Modells. Ein Ionisationsereignis wird durch einen schwarzen Punkt markiert. Dort wo keine Ionisation stattfindet bleibt die Fläche weiß. Wenn sich mehrere Ereignisse häufen, dann wird mit zunehmender Anzahl an Ereignissen ein hellerer Grauton gewählt. Darüber hinaus sind die drei Phasen (I, II und III) markiert, in die sich die gesamte Ionisationsdynamik einteilen lässt, vergleiche Abbildung 6.5. Insgesamt finden wesentlich mehr Feld- als Stoßionisationsprozesse statt, die Stoßionisationsprozesse sind nur gleichmäßiger verteilt.

nehmender Anzahl an Ereignissen ein hellerer Grauton gewählt. Man kann die scharfen Ionisationsfronten bei der Feldionisation deutlich erkennen und die verschiedenen Halbzyklen des Laserpulses klar unterscheiden. Die Verbreiterung der He^{2+} -Schicht während des zweiten und der folgenden Laser-

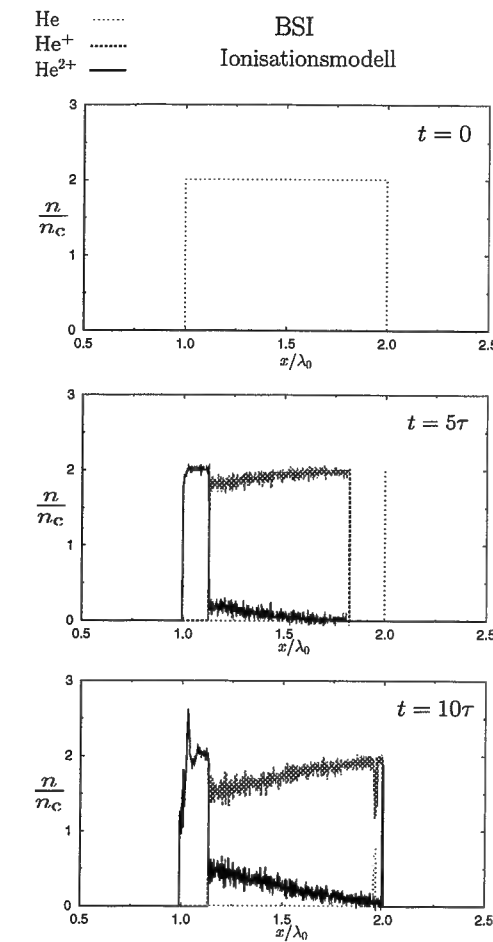


Abbildung 6.4 Ladungszustandsverteilung in der Heliumgasschicht zu drei verschiedenen Zeiten unter Verwendung des BSI-Modells.

zyklen ist auch sichtbar. Der Darstellung für die Stoßionisationsereignisse entnimmt man ebenfalls die aufgeprägte Laserstruktur – hohe Laserintensität geht einher mit verstärkter Stoßionisationsaktivität, besonders deutlich zu sehen beim Eindringen der ersten drei Halbzyklen. Klar zu erkennen ist die bereits vollionisierte He^{2+} -Schicht auf der Vorderseite, in der keinerlei Stoßionisationsereignisse mehr stattfinden, ebenso wie die vom Laser nicht beeinflusste Region ($x/\lambda_0 > 1.83$).

Durch den starken Lichtdruck des reflektierten Pulses werden Plasmaoszillationen auf der Vorderseite angeregt, aus denen schließlich hochenergetische Elektronen hervorgehen, die ins Plasma injiziert werden. Diese sogenannten Jets passieren die Plasmaschicht und treten dann in die dahinter liegende nicht ionisierte Gasschicht ein ($t/\tau > 6.5$), siehe die Darstellung der Elektronendichte in Abbildung 6.2. Dabei baut sich ein starkes, longitudinales elektrisches Feld auf, das ausreicht, um zu He^+ auf zu ionisieren. Dieses starke, durch die Ladungstrennung aufgebaute longitudinale Feld ist in der

Raum-Zeit-Darstellung für E_x der Abbildung 6.2 zu sehen. Die Feldstärken zum Ionisieren zu He^+ und He^{2+} sind angegeben.

Diesen Effekt kann man in der Darstellung der Feldionisationsereignisse an der dichten Folge von Ereignissen ($1.83 < x/\lambda_0 < 2.0$, $7.0 < t/\tau < 7.7$) deutlich erkennen. Neben der Feldionisation im durch Ladungstrennung erzeugten elektrischen Feld, gibt es noch einen weiteren Prozeß, der ebenfalls auf die Elektronenjets zurückzuführen ist. Diese regen Plasmawellen in der Schicht an mit einer Amplitude die ausreicht, um übriggebliebene Heliumatome aufzuionisieren, siehe z. B. die Ionisationsprozesse bei ($x/\lambda_0 = 1.95$, $t/\tau = 9.5$). Zu den Stoßionisationsereignissen in Abbildung 6.3 ist anzumerken, daß, bereits bevor die massive Feldionisation aufgrund von Ladungstrennung einsetzt, einige der schnellen Elektronen eine Stoßionisationsspur in der Gasschicht hinterlassen ($1.83 < x/\lambda_0 < 2.0$, $6.5 < t/\tau < 7.0$).

Nach dem Passieren der Gasschicht treten die Elektronenjets schließlich auf der Rückseite aus ($x/\lambda_0 > 2$, $t/\tau > 7$), kehren durch das aufgebaute Raumladungspotential im Vakuum um und werden wieder in das Plasma injiziert. Das damit verbundene longitudinale elektrische Feld ist stark genug, um eine dünne He^{2+} -Schicht auf der Rückseite zu erzeugen. Diese Feldionisationsereignisse sind klar erkennbar in der Darstellung von Abbildung 6.3 ($x/\lambda_0 = 2, 8 < t/\tau < 9$). Es sei nochmals angemerkt, daß an diesem Prozeß der Laserpuls in keinsten Weise direkt beteiligt ist. Die starken Ladungstrennungsfelder, die durch die schnellen Elektronen aufgebaut werden, führen die Feldionisation sowohl innerhalb als auch auf der Rückseite der Gasschicht herbei.

In Abbildung 6.4 sind drei Schnappschüsse der Ladungszustandsverteilung in der Simulationsbox gezeigt: Zum Zeitpunkt $t = 0$, wenn nur gasförmiges Helium vorliegt, für $t/\tau = 5$, noch bevor die Elektronenjets in die nicht ionisierte Schicht eintreten, und für $t/\tau = 10$. Nach zehn Laserzyklen kann man deutlich zwei Schichten vollionisierten Heliums identifizieren, eine auf der Vorderseite, erzeugt durch Feldionisation im Laserfeld, und eine auf der Rückseite, entstanden durch Feldionisation durch Elektronenjets. In der dazwischen liegenden Schicht ist He^+ der dominierende Ladungszustand. Sämtliches He^{2+} in diesem Bereich ist auf Stoßionisation zurückzuführen und nicht auf irgendeine Form der Feldionisation, siehe Abschnitt 6.5.

Die drei Phasen, in die sich die gesamte Ionisationsdynamik der Gasschicht einteilen läßt, sind in Abbildung 6.5 nochmals schematisch zusammengefaßt. Die Feldionisation im Laserfeld mit der beschränkten Eindringtiefe der Ionisationsfront bildet die erste Phase. Die zweite Phase besteht aus der Erzeugung der Elektronenjets durch den reflektierten Laserpuls und der Feldionisation innerhalb der Gasschicht, einerseits im Feld aufgebaut durch die Ladungstrennung und andererseits im Feld der Plasmawellen. In der dritten Stufe treten die Elektronen auf der Rückseite aus und bauen das starke, longitudinale elektrische Feld auf, das zur He^{2+} -Schicht auf der Rückseite führt.

Im nächsten Abschnitt werden die Resultate unter Verwendung des ADK-Modells vorgestellt und mit denen unter Verwendung des BSI-Modells vergli-

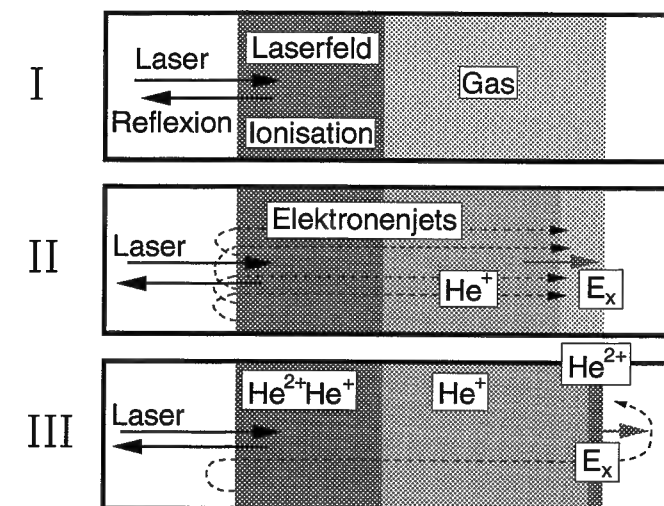


Abbildung 6.5 Schematische Zusammenfassung der drei Phasen, in die sich die gesamte Ionisationsdynamik einteilen läßt. Die Feldionisation im Laserfeld bildet die erste Phase. Die auf der Vorderseite erzeugten schnellen Elektronen führen dann zur Feldionisation innerhalb der Gasschicht, einerseits im Feld aufgebaut durch die Ladungstrennung und andererseits im Feld der angeregten Plasmawellen. In der dritten Phase treten die Elektronen auf der Rückseite aus und bauen das starke, longitudinale Feld auf, das zur He^{2+} -Schicht auf der Rückseite führt.

chen. Daran schließt sich eine detaillierte Darstellung der ersten Phase an. In Abschnitt 6.4 werden die Elektronenjets, deren Erzeugung und die durch sie hervorgerufene Ionisation eingehend erläutert. Danach folgt eine Diskussion der Bedeutung der Stoßionisation. Das Kapitel schließt mit Energiebetrachtungen.

6.2 Resultate basierend auf dem ADK-Modell

In Abschnitt 6.1 wurde ein Überblick über die Feldionisation durch Elektronenjets an Hand von Simulationsergebnissen basierend auf dem BSI-Modell gegeben. Im folgenden werden die Ergebnisse der gleichen Simulation unter Verwendung des ADK-Modells diskutiert. Es sei an dieser Stelle nochmals auf den wesentlichen Unterschied zwischen den beiden Modellen verwiesen. Ausgangspunkt für beide Modelle ist die elektrische Feldstärke am Ort eines Ions oder Atoms. In Abhängigkeit von der Feldstärke wird dann entschieden, ob ionisiert werden soll oder nicht. Im BSI-Fall erfolgt eine Ionisation, wenn ein fester Schwellwert überschritten wird, für Feldstärken unterhalb wird nicht ionisiert. Im ADK-Fall wird eine feldstärkeabhängige Wahrscheinlichkeitsverteilung verwendet und mittels einer Zufallszahl entschieden, ob eine Ionisation durchgeführt wird, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben.

Abbildung 6.6 zeigt die Raum-Zeit-Darstellungen der Elektronendich-

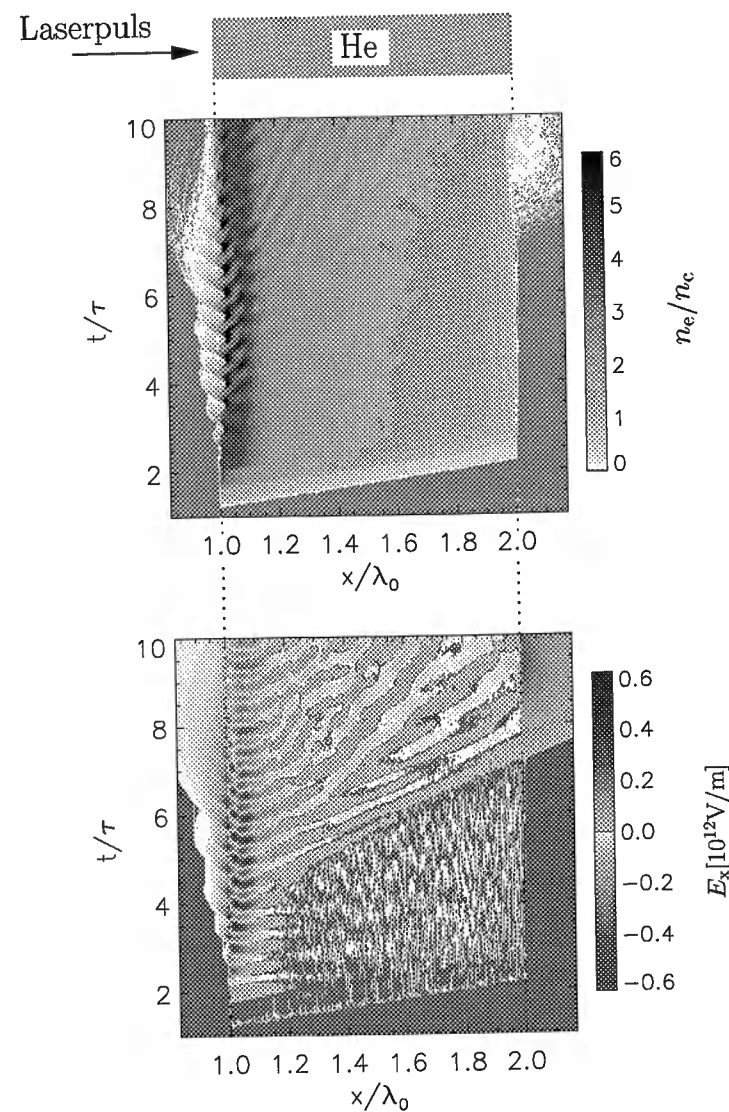


Abbildung 6.6 Raum-Zeit-Darstellungen der Elektronendichte n_e und des longitudinalen elektrischen Feldes E_x unter Verwendung des ADK-Modells.

te n_e und des longitudinalen elektrischen Feldes E_x , und Abbildung 6.7 zeigt die Feld- und Stoßionisationsereignisse unter Verwendung des ADK-Modells. In der Darstellung für die Elektronendichte ist deutlich die Ionisationsfront des ersten Halbzylus erkennbar, aber im Gegensatz zum BSI-Fall gibt es keinen abrupten Abbruch der Ionisation mit einer scharfen Front, die nicht ionisierte und ionisierte Bereiche voneinander trennt, vergleiche Abbildung 6.2. Der Kopf des Laserpulses propagiert ionisierend durch die gesamte Gasschicht, wobei mit zunehmender Tiefe immer weniger He ionisiert wird, und die Elektronendichte kontinuierlich abnimmt. Der zweite und dritte Halbzylus ionisieren dann auf der Vorderseite zu He^{2+} . Hier gibt es

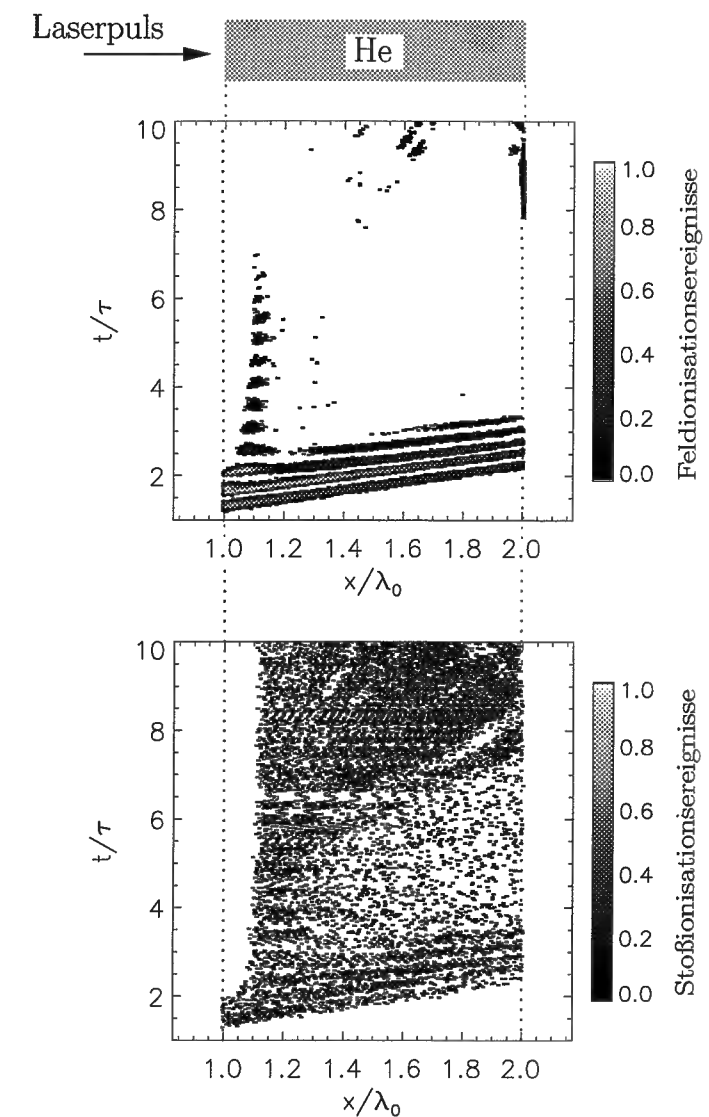


Abbildung 6.7 Raum-Zeit-Darstellungen der Feld- und Stoßionisationsereignisse unter Verwendung des ADK-Modells, vergleiche Abbildung 6.3.

wieder eine deutlich erkennbare Schichtstruktur, wie sie auch im BSI-Fall vorliegt, wenn auch nicht so scharf ausgeprägt. Sie ist darauf zurückzuführen, daß es sich um einen reflektierten Puls mit beschränkter Eindringtiefe, d. h. mit exponentiellem Abfall der Amplitude, handelt und nicht um einen Puls, der durch die gesamte Gasschicht propagieren kann. Die auf der Vorderseite erzeugten Elektronenjets sind in der Darstellung der Elektronendichte erst erkennbar, wenn sie aus der Rückseite austreten, im Gegensatz zur BSI-Simulation, in der sie bereits beim Eintritt in die nicht ionisierte Gasschicht sichtbar sind.

Aus der Darstellung der Feldionisationsereignisse ist ersichtlich, daß wäh-

rend der ersten Phase der Laserfeldionisation, wenn der Puls durch die Gasschicht hindurch propagiert, keine scharfen Ionisationsfronten existieren, wie sie von den BSI-Simulationen angezeigt werden. Es sei angemerkt, daß die Darstellung auf die Maximalanzahl an Ereignissen skaliert ist. Die propagierenden Laserhalbzyklen mit den Ionisationsmaxima in den Laserfeldmaxima sind deutlich erkennbar, ebenso wie die Tatsache, daß mit zunehmender Eindringtiefe weniger Ereignisse stattfinden. Sobald die Elektronendichte soweit angestiegen ist, daß der Puls an der Vorderseite reflektiert wird, findet eine Vergrößerung der He^{2+} -Schicht nur noch durch die ansteigende Laseramplitude statt, vergleiche Abschnitt 6.1. Diese Ereignisse sind im ADK-Fall weder räumlich noch zeitlich so stark konzentriert wie im BSI-Fall, aber dafür ist jeder Halbzyklus identifizierbar, z.B. der vierte Halbzyklus bei $x/\lambda_0 = 1.1, t/\tau = 2.5$.

Der gravierendste Unterschied zwischen den beiden Modellen zeigt sich, wenn die Elektronenjets durch die Gasschicht wandern. Die Feldionisation im Medium aufgrund von Ladungstrennung ist im ADK-Fall überhaupt nicht sichtbar. Dies ist darauf zurückzuführen, daß einerseits das longitudinale Ladungstrennungsfeld durch das bereits vorionisierte Medium abgeschirmt und damit abgeschwächt wird, und daß andererseits die Atome dem Feld nicht lange genug ausgesetzt sind. Im BSI-Modell reicht ein einmaliges Überschreiten des Schwellwertes zum Ionisieren, wohingegen im ADK-Modell mit einer Wahrscheinlichkeitsverteilung gearbeitet wird, d.h. auch für kleinere Amplituden finden Ionisationsprozesse statt, aber gegebenenfalls nur sehr wenige. Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß die Änderung des Einfallswinkels von 0° zu 30° und Verwendung von p-polarisiertem Licht zu einer wesentlich effizienteren Erzeugung der Elektronenjets führt, die mit stärkeren Ladungstrennungsfeldern im Medium verbunden ist, so daß auch unter Verwendung des ADK-Modells die Feldionisation im Medium zu beobachten ist, siehe Abschnitt 6.4 und auch Abschnitt 7.2.

Die Ionisation von Atomen in den starken Feldern von Plasmawellen ist im ADK-Fall gut zu erkennen, siehe z.B. ($x/\lambda_0 = 1.6, t/\tau = 9.5$), ebenso wie die Erzeugung der He^{2+} -Schicht in den starken Feldern auf der Rückseite ($x/\lambda_0 = 2.0, t/\tau > 7.8$).

Bei den Stoßionisationsereignissen sieht man analog zu den BSI-Simulationen eine Häufung von Ereignissen in Bereichen mit Laserfeld, siehe z.B. die ersten durch das Gas propagierenden Halbzyklen. Die Elektronen oszillieren im Laserfeld und besitzen dadurch kurzzeitig eine erhöhte kinetische Energie. In Bereichen ohne Laserfeld ist die kinetische Energie geringer, und die Häufigkeit von Stoßionisationsereignissen nimmt ab, so z.B. im Bereich hinter der auf der Vorderseite erzeugten He^{2+} -Schicht ($x/\lambda_0 > 1.3$). Sobald Elektronenjets durch das teilweise ionisierte Plasma laufen und dabei Plasmawellen anregen, mehren sich die Stoßionisationsereignisse wieder.

In Abbildung 6.8 sind drei Schnappschüsse der Ladungszustandsverteilung für das ADK- und das BSI-Modell gegenübergestellt. Bei $t/\tau = 5$ ist der Unterschied zwischen den beiden Modellen besonders gut sichtbar. Im ADK-Fall liegt keine klare Trennlinie zwischen ionisiertem und nicht ionisier-

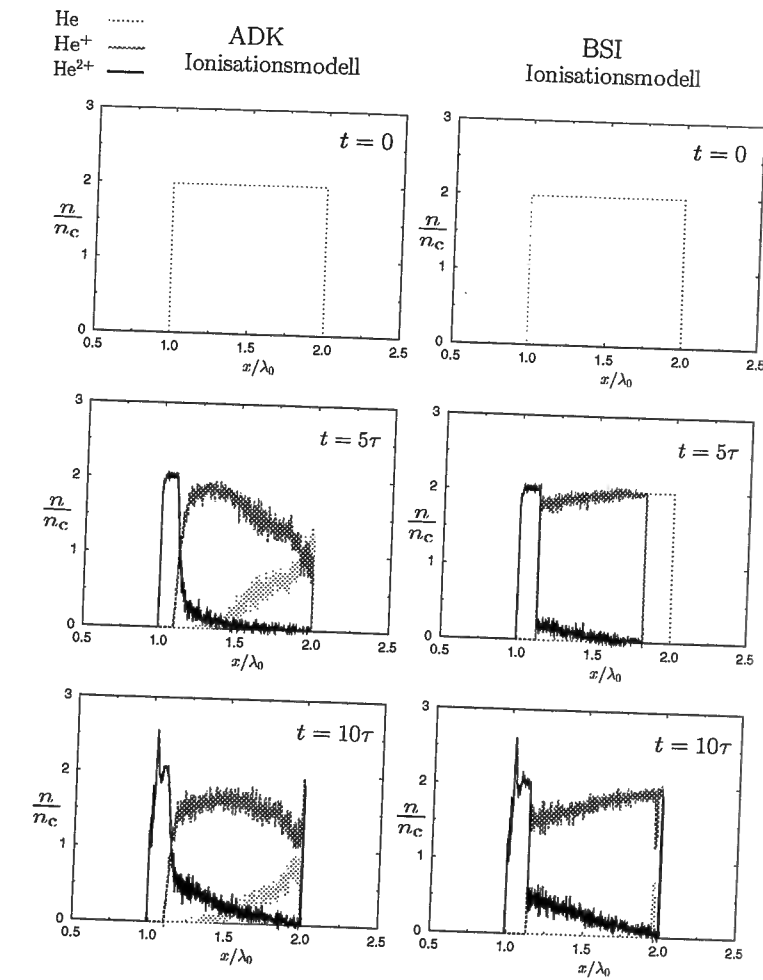


Abbildung 6.8 Ladungszustandsverteilungen zu drei verschiedenen Zeiten. Das ADK- und das BSI-Modell im Vergleich.

tem Material vor, sondern der Anteil an He^+ nimmt mit zunehmender Tiefe ab, und auf der Rückseite liegt überwiegend He -Gas vor. Nach zehn Laserzyklen kann man in beiden Fällen die zwei He^{2+} -Schichten auf der Vorder- und Rückseite identifizieren. In der Region dazwischen dominiert im BSI-Fall der He^+ -Ladungszustand, im ADK-Fall ist noch ein beachtlicher Anteil an neutralem Helium vorhanden, der zur Rückseite hin bis zur He^{2+} -Schicht zunimmt.

6.3 Feldionisation im Laserfeld

Nach dem Überblick über die Ionisationsdynamik sowohl im BSI- als auch im ADK-Modell in den vorhergehenden Abschnitten, wird im folgenden die erste Phase, die Ionisation im Laserfeld, näher betrachtet. Dabei kann man eine weitere Unterteilung vornehmen. Zunächst propagiert der erste Teil des

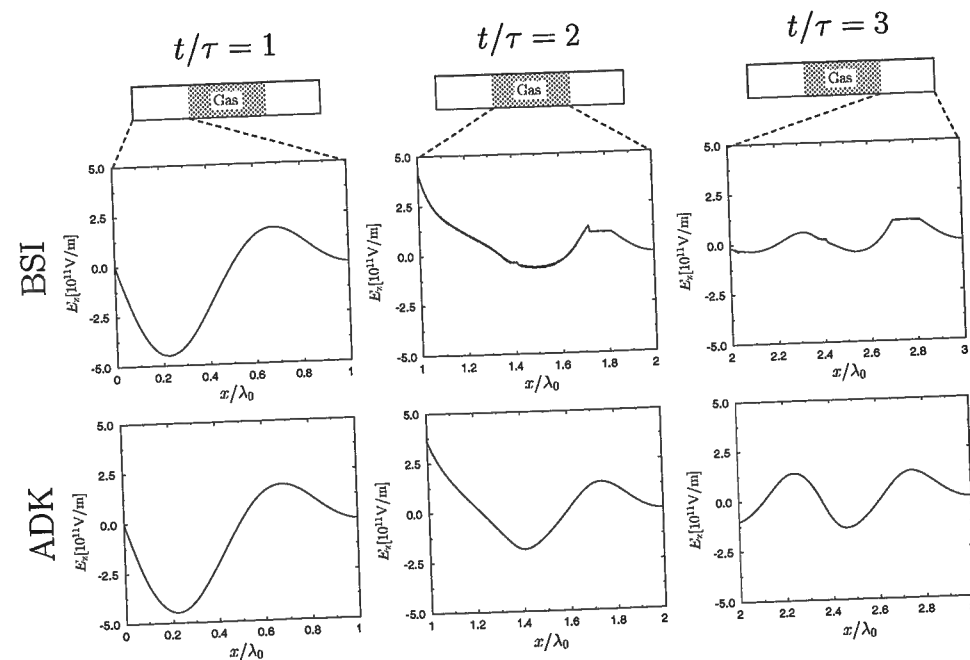


Abbildung 6.9 Drei Schnappschüsse des ersten Laserzyklus des Laserpulses, bei $t/\tau = 1$, wenn der Puls die Gasschicht gerade erreicht hat, bei $t/\tau = 2$, wenn der Kopf des Pulses auf der Rückseite ankommt und bei $t/\tau = 3$, wenn er sich wieder vollständig im Vakuum befindet, dargestellt für das BSI- und das ADK-Modell.

Laserpulses ionisierend durch die Gasschicht, und danach findet Feldionisation durch den auf der Vorderseite reflektierten Teil des Pulses statt.

Zunächst soll auf den propagierenden Laserpuls eingegangen werden und auf die Rückkopplung, die die Ionisation auf den Puls hat. In Abbildung 6.9 sind drei Schnappschüsse des ersten Laserzyklus des Pulses auf seinem Weg durch die Simulationsbox gezeigt, bei $t/\tau = 1$, wenn der Puls die Gasschicht gerade erreicht hat, bei $t/\tau = 2$, wenn der Kopf des Pulses auf der Rückseite ankommt und bei $t/\tau = 3$, wenn er sich wieder vollständig im Vakuum befindet. Dargestellt sind die Resultate, die sich für das BSI- und das ADK-Modell ergeben.

Im BSI-Fall erkennt man bei $t/\tau = 2$ deutlich den Effekt des zugrundeliegenden Schwellwertmodells. Durch den mit der Ionisation verbundenen Ionisationsstrom, siehe Abschnitt 3.2.2, ist dem Feld die Energie genau in den Bereichen entzogen worden, in denen die Feldamplitude oberhalb des Schwellwertes lag. Auf diese Weise entsteht das Plateau im ersten Laserzyklus, $1.73 < x/\lambda_0 < 1.82$. Im ADK-Modell hingegen wird die Energie gleichmäßiger entzogen, so daß sich kein Plateau ausbildet, sondern die Amplitude des gesamten Laserzyklus verringert wird. Bei $t/\tau = 3$ sieht man, daß sich im ADK-Fall die Ionisationsblauverschiebung [36] bemerkbar macht. Es sind eindreiviertel Laserzyklen auf die Vakuumwellenlänge komprimiert worden. Im BSI-Fall ist dieser Effekt nicht so stark ausgeprägt. Die Blauverschie-

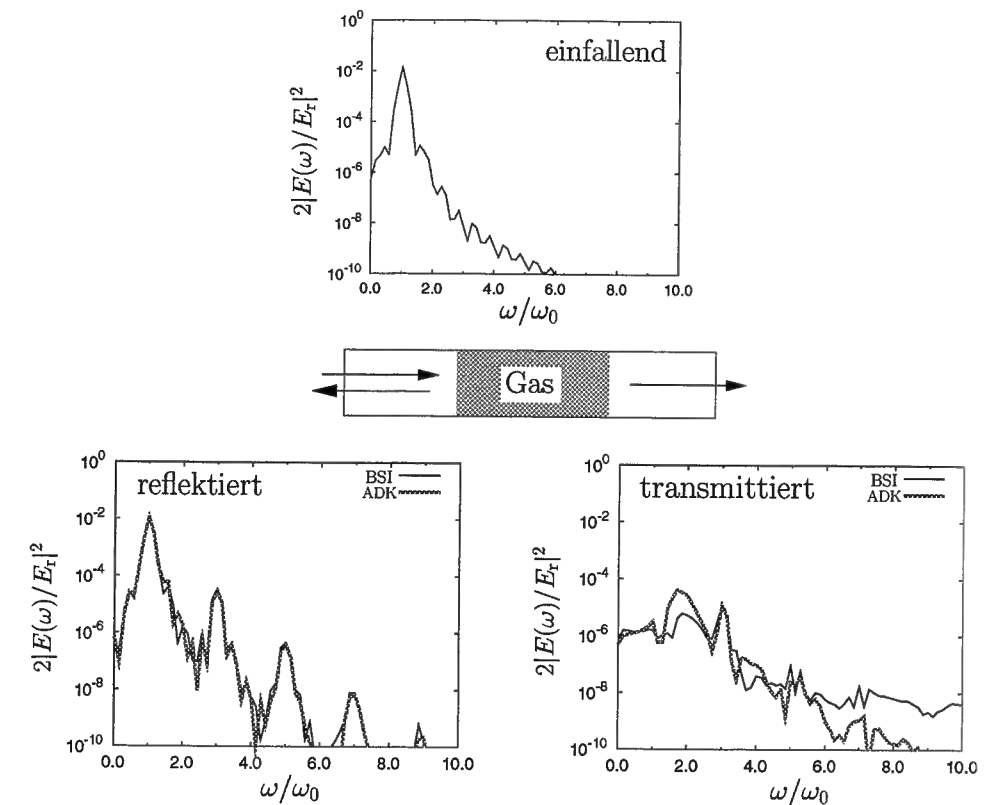


Abbildung 6.10 Das Spektrum des einfallenden, reflektierten und transmittierten Laserpulses sowohl im ADK- als auch im BSI-Modell. Deutlich erkennbar ist die Ionisationsblauverschiebung der Fundamentalen im transmittierten Teil, sowie die Harmonischen, sowohl im reflektierten als auch im transmittierten Teil.

bung der Fundamentalen im transmittierten Licht ist in den dazugehörigen Spektren erkennbar, vergleiche Abbildung 6.10. Die Blauverschiebung ist im ADK-Fall wesentlich stärker ausgeprägt als im BSI-Fall. Es sind die Spektren für den einfallenden, den reflektierten und den transmittierten Puls dargestellt. Im reflektierten Signal sind neben der Fundamental deutlich die ungeraden Harmonischen bis zur neunten Ordnung erkennbar. Diese sind auf die auf der Vorderseite oszillierende Elektronendichte zurückzuführen, man spricht in diesem Zusammenhang auch von einem oszillierenden Spiegel. Die Erzeugung von Harmonischen bis zur 100. Ordnung ist von Lichters [37] ausgiebig untersucht worden. Die hier erzeugten Harmonischen ab der dritten Ordnung sind auch im transmittierten Licht gut erkennbar.

In Abschnitt 6.4, der sich in erster Linie mit der Erzeugung der Elektronenjets und den daran ankoppelnden Prozessen befaßt, wird anhand einer Betrachtung des Phasenraums der Elektronen auch der Einfluß des Lichtdrucks auf die Photoelektronen diskutiert, die freigesetzt werden, während der Kopf des Laserpulses ionisierend durch die Gasschicht propagiert.

Nachdem die Elektronendichte soweit angestiegen ist, daß der Laserpuls

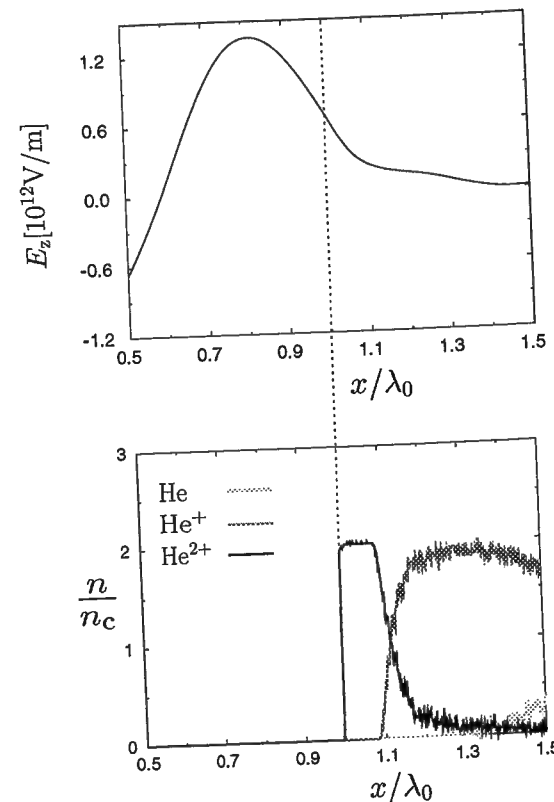


Abbildung 6.11 Der auf der Vorderseite reflektierte Puls mit der stehenden Welle zur Zeit $t/\tau = 4$ und die dazugehörige Ladungszustandsverteilung. Die Eindringtiefe der stehenden Welle beträgt $0.1\lambda_0$.

nicht mehr in die Gasschicht propagieren kann, wird er an der Vorderseite reflektiert und es baut sich eine stehende Welle auf. Die Amplitude der stehenden Welle steigt dabei zusammen mit der Einhüllenden des Pulses an, und die Dicke der He^{2+} -Schicht vergrößert sich, siehe Abschnitt 6.1 und 6.2. Die Eindringtiefe des reflektierten Pulses ist durch die Skintiefe gegeben und beträgt für die He^{2+} -Schicht ($n_e = 4n_c$)

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega_{\text{Laser}}^2}} = 0.1\mu\text{m}. \quad (6.1)$$

In Abbildung 6.11 ist die stehende Welle und die dazugehörige Ladungszustandsverteilung auf der Vorderseite der Gasschicht zur Verdeutlichung dargestellt. Die Eindringtiefe von $0.1\lambda_0 = 0.1\mu\text{m}$ ist deutlich zu erkennen.

6.4 Schnelle Elektronen

Nachdem im letzten Abschnitt die erste Phase der Ionisationsdynamik, die Laserfeldionisation, eingehend untersucht wurde, werden im folgenden die

sogenannten Elektronenjets und die damit einhergehenden Effekte näher betrachtet. Man spricht von Jets, da sich die schnellen Elektronen geradlinig und gebündelt entlang der Targetnormalen in das Material bewegen.

Bei der Erzeugung von schnellen Elektronen bzw. Elektronenjets unterscheidet man zwei unterschiedliche Erzeugungsmechanismen. Einerseits führt der Lichtdruck schon bei senkrechtem Einfall oder bei schrägem Einfall intensiver s-polarisierter Laserpulse zur Anregung von Plasmawellen und zur Erzeugung von Jets von Elektronen, die zweimal pro Laserzyklus in das Plasma injiziert werden [38, 39]. Bei Verwendung von schräg einfallenden p-polarisierten Pulsen erfolgt eine wesentlich effizientere Erzeugung von Jets, die unter der Bezeichnung Brunel-Effekt bekannt ist [40]. Bei Brunels Untersuchungen war die Laserintensität so gering, daß der $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -Term in der Lorentzkraft vernachlässigt werden kann und somit nur die elektrische Feldkomponente des Pulses senkrecht zur Targetoberfläche berücksichtigt werden muß. Die Elektronen werden im ersten Halbzyklus aus der Plasmaoberfläche herausgezogen, anschließend im Vakuum beschleunigt – dieser Mechanismus ist als Vakuumheizen bekannt – und schließlich im zweiten Halbzyklus in das Plasma injiziert. Die Elektronen propagieren dann losgelöst vom Laserfeld durch das Plasma, wobei Stöße bei der hier vorliegenden Dichte eine untergeordnete Rolle spielen. Die Energien, die sie dabei aufnehmen, sind aufgrund der Vakuumbeschleunigung größer als im Fall reiner Lichtdruckbeschleunigung.

Für die im weiteren Verlauf dieses Abschnitts diskutierten Simulationsergebnisse wurde das ADK-Modell verwendet, da es das Realistischere der implementierten Modelle ist. Darüber hinaus fällt der Laserpuls nicht wie in den vorhergehenden Abschnitten senkrecht auf die He-Gasschicht, sondern p-polarisiert unter einem Winkel von 31° , um die Erzeugung der Jets und die daran ankoppelnden Prozesse besonders deutlich herauszustellen. Die Gasschicht ist jetzt in einer Simulationsbox der Länge $7\lambda_0$ zentriert, um zu verhindern, daß Teilchen den Rand der Simulationsbox erreichen.

In Abbildung 6.12 ist eine Folge von Schnappschüssen der Elektronenverteilung im Phasenraum dargestellt. Die gewählten Koordinaten sind die Ortskoordinate x und die longitudinale Geschwindigkeitskomponente v_x . Der Laser erreicht zum Zeitpunkt $t/\tau = 3.0$ die Vorderseite der Gasschicht am Ort $x/\lambda_0 = 3.0$.

Bevor jedoch die Erzeugung der Jets betrachtet wird, folgt noch eine Ergänzung zur ersten Phase der Ionisationsdynamik, der Ionisation im Laserfeld. Im ersten Schnappschuß bei $t/\tau = 3.6$ sieht man, wie sich der Laser zunächst nur bis zu einer Tiefe von $x/\lambda_0 = 3.4$ vorgearbeitet hat, bei $t/\tau = 4.2$ ist er bis zur Rückseite der Schicht ($x/\lambda_0 = 4.0$) vorgedrungen. Es ist deutlich erkennbar, daß die bei der Ionisation erzeugten Elektronen durch den Lichtdruck in Vorwärtsrichtung beschleunigt werden ($v_x > 0$) und im Intensitätsminimum des Pulses dann aufgrund der elektrostatischen Rückstellkraft wieder umkehren ($v_x < 0$). Darüber hinaus entnimmt man der Darstellung, daß die kinetische Energie in der Größenordnung von einigen keV liegt, was durch das hier nicht gezeigte Energiespektrum der Elektronen

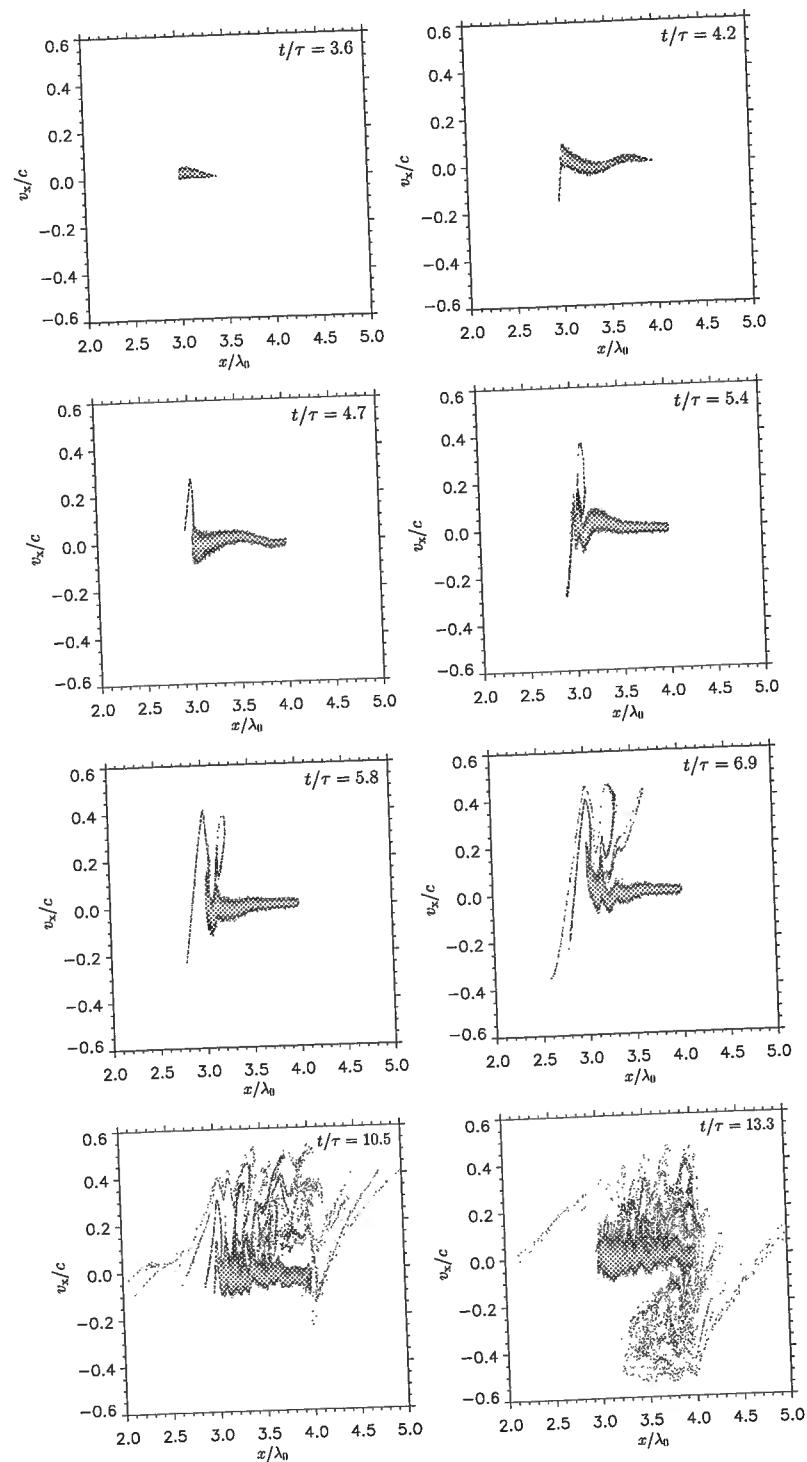


Abbildung 6.12 Momentaufnahmen des Phasenraums der Elektronen, v_x gegen x (longitudinale Komponenten). Die Gasschicht befindet sich zwischen $3 < x/\lambda_0 < 4$.

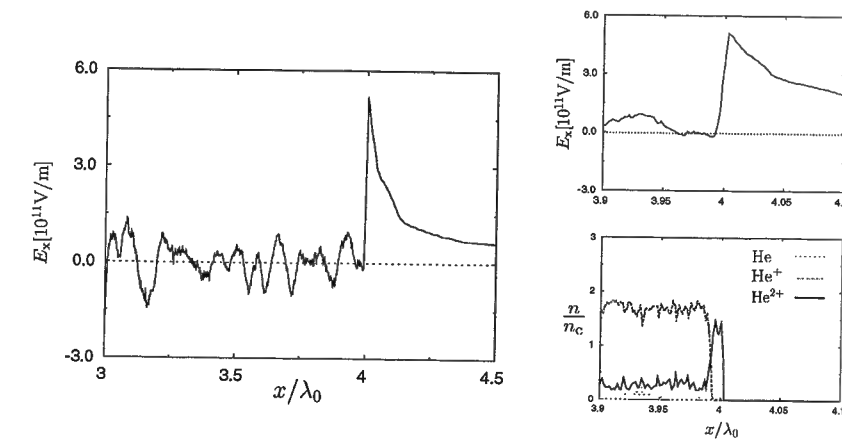


Abbildung 6.13 Das longitudinale elektrische Feld E_x im Plasma und auf der Rückseite der Schicht. Darüber hinaus eine Vergrößerung des Randschichtbereichs auf der Rückseite, sowie die Ladungszustandsverteilung in diesem Bereich. Man erkennt deutlich die rückseitige He^{2+} -Schicht mit einer Dicke von $0.01 \mu\text{m}$.

bestätigt wird. Aus theoretischen Überlegungen zur kinetischen Energie eines Photoelektrons am Ende des Ionisationsprozesses im Laserfeld ergibt sich, daß sie von derselben Größenordnung ist wie die Ionisationsenergie, siehe z. B. die Arbeit von Bauer [41] mit einem unteren Limit von $E_{\text{kin}} = E_{\text{ion}}/3$. Da die Ionisationsenergien im eV Bereich liegen, ist die bei der Implementierung der Feldionisation gemachte Annahme, daß die Photoelektronen mit verschwindender Geschwindigkeit erzeugt werden, hier gerechtfertigt. Für die Situation der Feldionisation in starken elektrischen Feldern, wie sie im Falle von Ladungstrennung im Plasma oder auf der Rückseite der Gasschicht auftritt, gibt es noch keine theoretischen Arbeiten. In einer sehr einfachen Abschätzung kann man aber annehmen, daß das Elektron über eine Strecke beschleunigt wird, die ungefähr dem Atomdurchmesser entspricht, und dabei die kinetische Energie $E_{\text{kin}} = eEd_{\text{Atom}} \approx 10^{12} \frac{\text{eV}}{\text{m}} \times 10^{-10} \text{m} = 100 \text{eV}$ erreicht.

Die Erzeugung der Elektronenjets ist bereits zur Zeit $t/\tau = 4.2$ in Abbildung 6.12 klar erkennbar. Auf der Vorderseite der Plasmaschicht werden Elektronen herausgezogen ($v_x < 0$) und einen halben Laserzyklus später bei $t/\tau = 4.7$ wieder in das Plasma injiziert. Der Anstieg der Elektronenenergie durch die Vakuumbeschleunigung ist aus der Darstellung unmittelbar ersichtlich. Die folgenden drei Bilder zeigen wie der erste Jet in das Plasma propagiert, während der zweite erzeugt wird ($t/\tau = 5.4$), dieser zweite dann in das Plasma injiziert wird ($t/\tau = 5.8$) und schließlich ein dritter Jet den zwei vorauslaufenden folgt ($t/\tau = 6.9$). Die Jets laufen dabei räumlich auseinander und überlappen schließlich, bis die einzelnen Jets kaum noch unterscheidbar sind. Sobald die schnellen Elektronen die Rückseite der Schicht erreichen, treten sie ins Vakuum über ($t/\tau = 10.5$). Die sich dabei aufbauenden Ladungstrennungsfelder verlangsamen die Elektronen, und schließlich drehen sie um, $v_x < 0$ ($t/\tau = 13.3$), und laufen in Richtung der Vorderseite

der Gasschicht.

Die Jets laufen durch das teilweise ionisierte Gas und regen dabei Plasmawellen an, siehe z. B. $t/\tau = 5.4$ oder $t/\tau = 6.9$ in Abbildung 6.12. Das mit diesen Wellen verbundene elektrische Feld ist stark genug, um zu ionisieren, siehe z. B. Abbildungen 6.6 und 6.7. In Abbildung 6.13 ist das longitudinale elektrische Feld zum Zeitpunkt $t/\tau = 16.3$ dargestellt. Die Amplitude des elektrischen Feldes in den Plasmawellen liegt bei $1.4 \times 10^{11} \text{ V/m}$. Auf der Rückseite der He-Schicht erreicht das statische elektrische Feld zu diesem Zeitpunkt sogar $5.3 \times 10^{11} \text{ V/m}$ bzw. 66% der maximalen Laserfeldamplitude. Eine ausführliche Diskussion der zeitlichen und räumlichen Struktur des elektrischen Feldes auf der Rückseite findet sich in Abschnitt 7.1. Ergänzend zum elektrischen Feld ist in Abbildung 6.13 die Ladungszustandsverteilung dargestellt, um die Dicke der He^{2+} -Schicht auf der Rückseite zu verdeutlichen. Mit $0.01 \mu\text{m}$ beträgt sie nur einen Bruchteil der gesamten Schichtdicke.

6.5 Einfluß der Stoßionisation

In den vorangegangenen Abschnitten hat sich gezeigt, daß die Feldionisation die Ionisationsdynamik weitestgehend bestimmt, angefangen von der Laserfeldionisation in der ersten Phase, über die Feldionisation in Ladungstrennungsfeldern und in Plasmawellen, bis hin zur Erzeugung einer He^{2+} -Schicht in den starken Feldern auf der Rückseite. In diesem Abschnitt wird nun untersucht, welchen Anteil die Stoßionisationsprozesse an der gesamten Ionisationsdynamik haben. Dazu werden Simulationen verwendet, bei denen die Stoßionisation wahlweise ein- oder ausgeschaltet wird, während die Feldionisation immer aktiv bleibt. Dabei werden Ergebnisse sowohl für das ADK- als auch für das BSI-Modell diskutiert.

In Abbildung 6.14 sind die Resultate für den BSI-Fall gezeigt. Bei $t/\tau = 5$ ist deutlich erkennbar, daß mit ausgeschalteter Stoßionisation eine perfekte Schichtstruktur vorliegt. Hinter der vollständig ionisierten He^{2+} -Schicht liegt eine Schicht, die nur He^+ enthält und keine anderen Ladungszustände. Der Anteil an He^{2+} in dieser Schicht im Falle eingeschalteter Stoßionisation ist daher einzig und allein auf Stoßionisation zurückzuführen. Analog stellt sich die Situation dar, nachdem die Elektronenjets die Gasschicht durchquert haben, $t/\tau = 10$. Sämtliches He^{2+} in der mittleren Schicht ($1.1 < x/\lambda_0 < 1.99$) ist durch Stoßionisationsprozesse entstanden und nicht durch irgendeine Form der Feldionisation. Man beachte, daß bereits bis zu 25% des He^+ aufionisiert wurden und der Anteil mit zunehmendem Abstand von der geheizten Vorderseite abnimmt.

Die Resultate für die ADK-Simulationen sind in Abbildung 6.15 dargestellt. In diesem Fall ist die He^{2+} -Schicht auf der Vorderseite nicht so scharf begrenzt wie im BSI-Fall, und es ist die Feldionisation, die aufgrund des stochastischen Verhaltens des ADK-Modells zur Erzeugung von He^{2+} im Bereich $1.1 < x/\lambda_0 < 1.3$ führt, siehe $t/\tau = 5$ ohne Stoßionisation. Ebenso

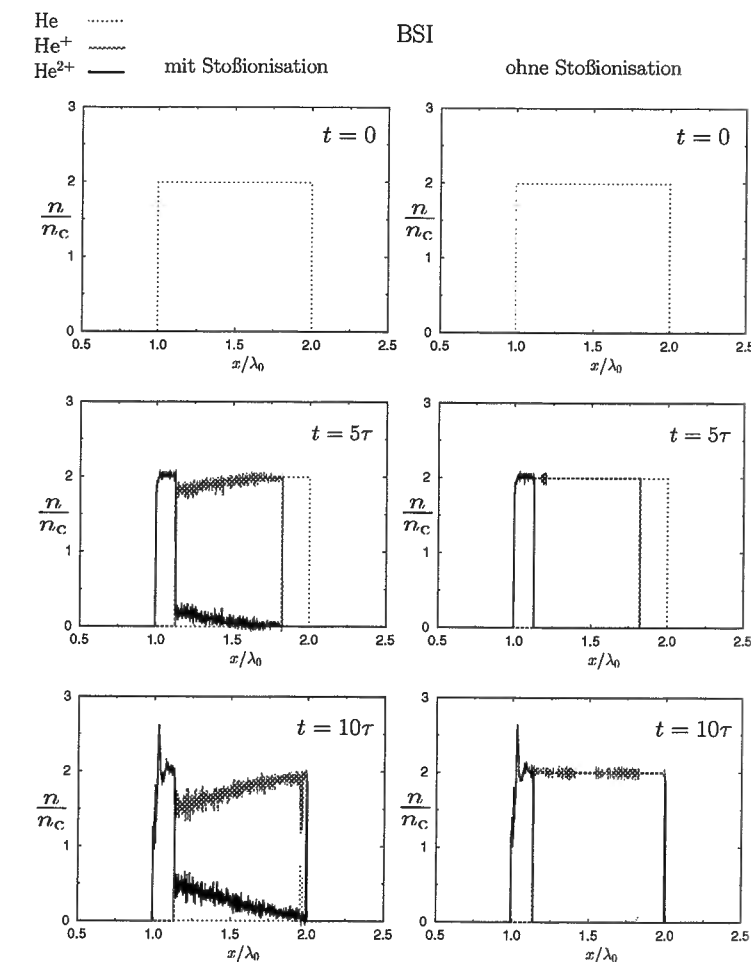


Abbildung 6.14 Ladungszustandsverteilungen zu drei verschiedenen Zeiten im BSI-Modell mit und ohne eingeschalteter Stoßionisation. Das in der mittleren Schicht ($1.1 < x/\lambda_0 < 1.99$) erzeugte He^{2+} ist ausschließlich auf die Stoßionisation zurückzuführen und nicht auf irgendeine Form der Feldionisation.

wie im BSI-Fall ist es aber die Stoßionisation, die zum beachtlichen He^{2+} -Anteil zwischen den beiden Randschichten führt. Bei $t/\tau = 10$ ist deutlich erkennbar, wie sich der Anteil an He und He^+ zugunsten von He^{2+} reduziert hat.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß bereits bei diesen kurzen Zeitskalen von einigen Laserzyklen bzw. einigen zehn Femtosekunden und bei diesen geringen Dichten die Stoßionisation eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt. Bei noch höheren Dichten wird die Ionisationsdynamik dann auch nicht mehr von der Feldionisation dominiert, und die Stoßionisation ist ein gleichberechtigter oder sogar der dominierende Prozeß, wie bei der Erzeugung eines heißen Plasmas bei Festkörperdichte, siehe Abschnitt 8.3.6.

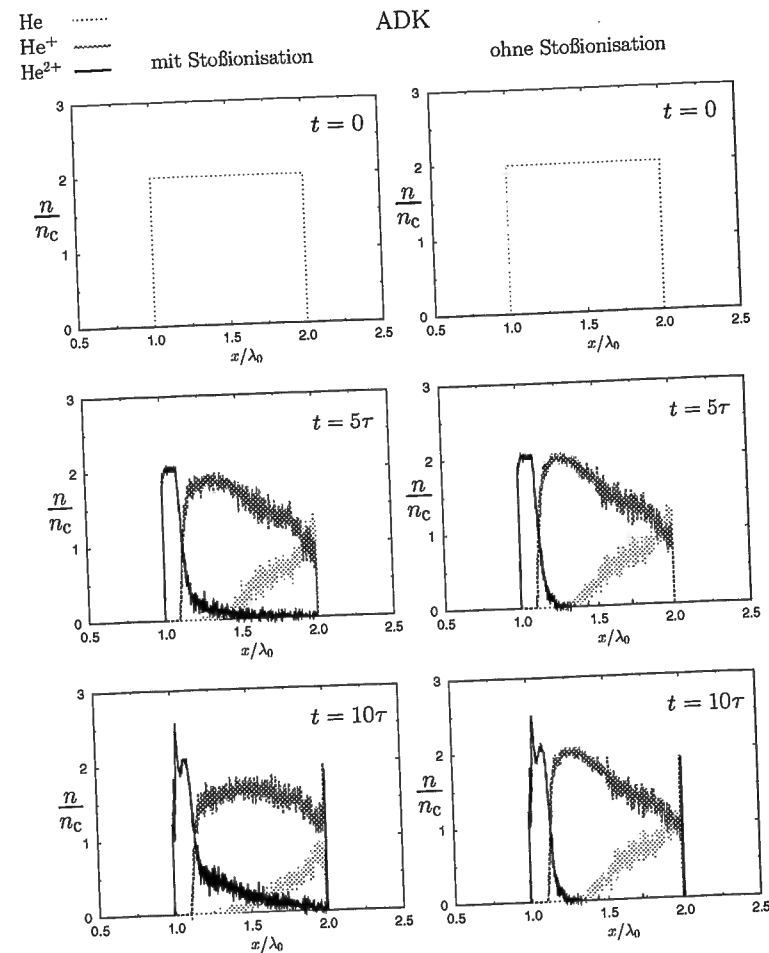


Abbildung 6.15 Ladungszustandsverteilungen zu drei verschiedenen Zeiten im ADK-Modell mit und ohne eingeschalteter Stoßionisation. Auch hier ist das erzeugte He^{2+} in der mittleren Schicht ausschließlich auf die Stoßionisation zurückzuführen.

6.6 Energiebetrachtungen

In diesem Abschnitt werden einige Fragestellungen diskutiert, die sich mit energetischen Aspekten auseinandersetzen. Bei jeder Simulation wird Buch geführt über die insgesamt seit Simulationsbeginn für Stoß- als auch Feldionisation aufgewendete Energie.

In Abbildung 6.16 ist der zeitliche Verlauf dieser Größen für den BSI-Fall gezeigt, die Teilabbildungen (b) und (c) sind Vergrößerungen von (a). Aus der Diskussion des Abschnitts 6.5 geht klar hervor, daß die Ionisationsdynamik weitestgehend von der Feldionisation dominiert wird. Ein quantitativer Vergleich der beiden Ionisationsprozesse ergibt sich aber erst aus Abbildung 6.16(a). Darüber hinaus spiegelt der zeitliche Verlauf der akkumulierten Feldionisationsenergie auch die vorliegende Dynamik wider. Das

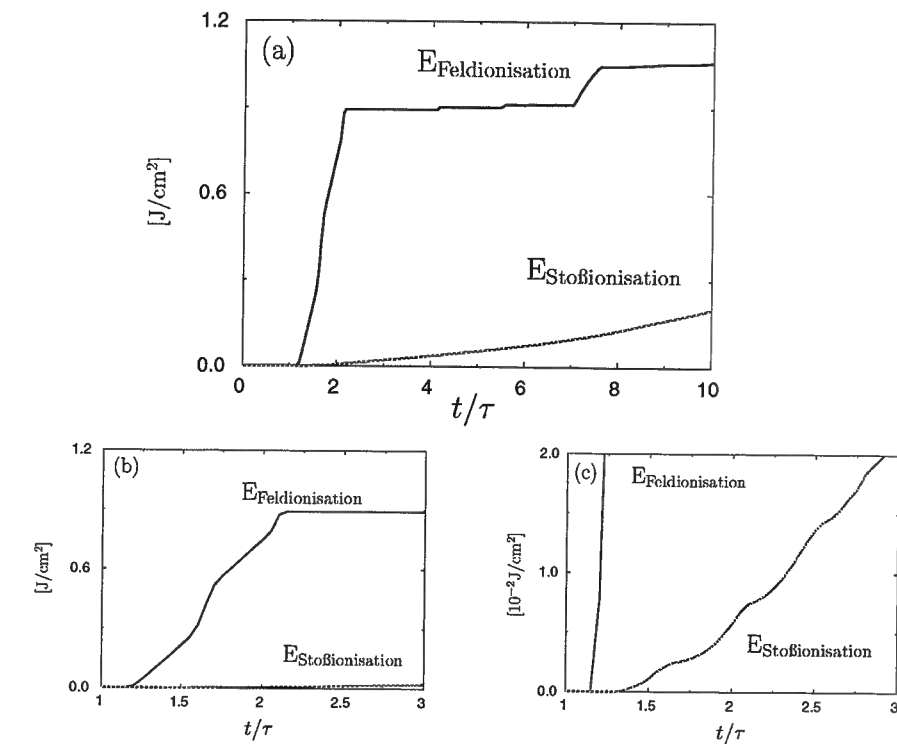


Abbildung 6.16 Gesamtenergie aufgebracht für Feld- und Stoßionisationsprozesse im BSI-Modell. Die Teilabbildungen (b) und (c) sind Vergrößerungen von (a).

erste Plateau trennt die Phase der Laserfeldionisation von der Phase der Feldionisation durch Elektronenjets. In der Vergrößerung (b) lassen sich darüber hinaus die einzelnen Stufen der Laserfeldionisation identifizieren, vergleiche dazu die Darstellung der Feldionisationsereignisse in Abbildung 6.3. Die Feldionisationsenergie wächst zunächst linear an ($1.2 < t/\tau < 1.6$), während der erste Halbzyklus ionisiert. Dann ionisiert für eine kurze Zeitspanne ($1.6 < t/\tau < 1.75$) zusätzlich der zweite Halbzyklus und die Feldionisationsenergie wächst schneller, danach ($1.75 < t/\tau < 2.05$) ionisiert der erste Halbzyklus wieder alleine. Kurz vor dem Erreichen des Plateaus ionisieren dann kurzzeitig der erste und der dritte Halbzyklus gemeinsam. Aus (c) ist die der Stoßionisation aufgeprägte Laserperiode ersichtlich, vergleiche dazu die Darstellung der Stoßionisationsereignisse in Abbildung 6.3.

In Abbildung 6.17 sind die entsprechenden Resultate für den ADK-Fall dargestellt. Der auffälligste Unterschied zum BSI-Fall ist, daß kein Zwischenplateau existiert. Die Feldionisation im Medium durch die Jets ist praktisch nicht vorhanden, und die Ionisation im Laserfeld liefert den dominanten Beitrag. Die Vergrößerung in (b) verdeutlicht die der Laserfeldionisation aufgeprägte Laserperiode, vergleiche dazu die Darstellung der Feldionisationsereignisse in Abbildung 6.7. In der Vergrößerung (c) für die Stoßionisationsenergie ist die aufgeprägte Laserperiode nicht mehr sichtbar, weil die Stoßio-

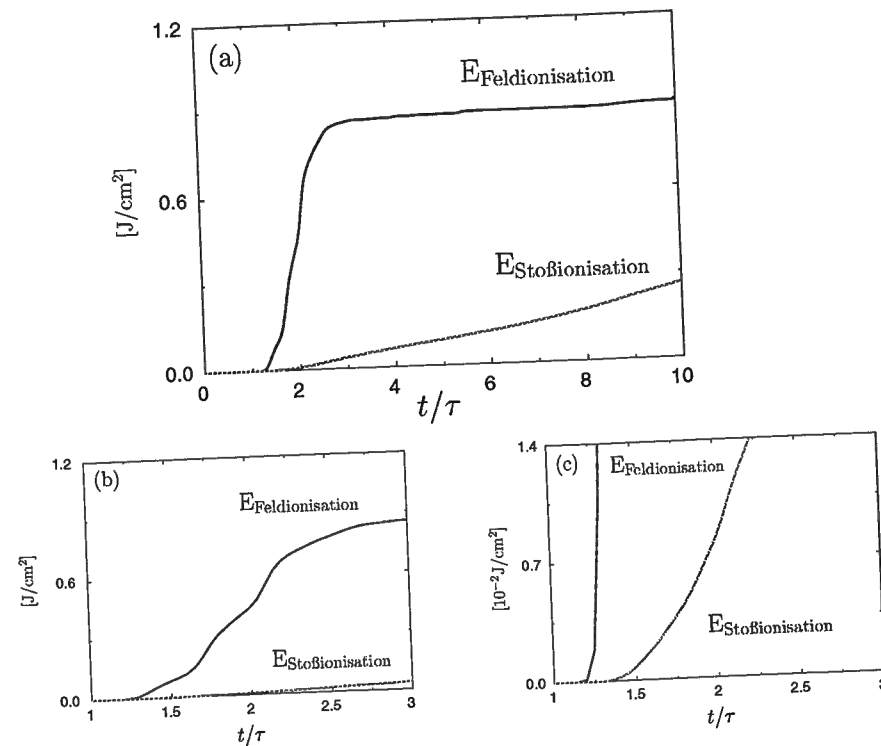


Abbildung 6.17 Gesamtenergie aufgebracht für Feld- und Stoßionisationsprozesse im ADK-Modell. Die Teilabbildungen (b) und (c) sind Vergrößerungen von (a).

nisationsereignisse von verschiedenen Halbzyklen zeitlich überlappen.

Die Energieerhaltung ist, wie bereits in den Abschnitten 3.3 und 4.3 angesprochen, bei PIC-Codes ein kritischer Punkt. Ein Maß dafür ist der relative Energieerhaltungsfehler

$$\text{relativer Energieerhaltungsfehler} = \frac{E_{\text{Flux}} - E_{\text{Total}}}{E_{\text{Total}}} \quad (6.2)$$

wobei E_{Flux} der Nettoenergiefluß in die Simulationsbox und E_{Total} die Änderung der Gesamtenergie in der Box seit Simulationsbeginn ist. Idealerweise sollte $E_{\text{Flux}} - E_{\text{Total}} = 0$ erfüllt sein. Sowohl für den BSI- als auch den ADK-Fall liegt der relative Energieerhaltungsfehler bei 0.2% am Ende der Simulation, wenn der Laserpuls die Simulationsbox vollständig verlassen hat.

Die Pulsenergie beträgt $E_{\text{Puls}} = 1.1 \times 10^3 \text{ J/cm}^2$, die Gesamtenergie in der Box am Ende der Simulation $E_{\text{Total}}^{\text{BSI}} = 71 \text{ J/cm}^2$ bzw. $E_{\text{Total}}^{\text{ADK}} = 65 \text{ J/cm}^2$ und somit ist die Gesamtabsorption, die die Ionisation beinhaltet,

$$\text{Gesamtabsorption}_{\text{BSI}} = \frac{E_{\text{Total}}}{E_{\text{Puls}}} = 6.5\% \quad (6.3)$$

$$\text{Gesamtabsorption}_{\text{ADK}} = \frac{E_{\text{Total}}}{E_{\text{Puls}}} = 6.0\% \quad (6.4)$$

Wenn man die Gesamtabsorption jetzt aufschlüsselt, dann ergibt sich für beide Modelle

$$\left(\frac{E_{\text{Ionisation}}}{E_{\text{Puls}}} \right)_{\text{Gesamt}} = 0.1\%, \quad (6.5)$$

d. h. nur 0.1% der gesamten Pulsenergie wird für Ionisationsprozesse verwendet. Dies legt zunächst den Schluß nahe, daß die energieerhaltende Implementierung der Feldionisationsprozesse für Simulationen dieser Art, d. h. für nicht zu große Dichten, überflüssig ist. Es wird häufig auf diese Art argumentiert, d. h. das Verhältnis von Gesamtionisationsenergie zu Gesamtpulsenergie herangezogen, siehe z. B. [42]. Entscheidend ist aber, daß die Ionisationsenergie nicht gleichmäßig dem gesamten Puls entzogen wird, sondern nur einem Teil. Dies kann im Extremfall bedeuten, daß nur die ersten paar Halbzyklen ionisieren und der Rest des Pulses, gegebenenfalls einige zehn oder hundert Zyklen von der Ionisation nicht beeinflusst werden. Deshalb wird im folgenden das Verhältnis $E_{\text{Ionisation}}/E_{\text{Puls}}$ für den ersten Halbzyklus berechnet. Im BSI-Fall kann man aus der Darstellung der Feldionisationsereignisse in Abbildung 6.3 entnehmen, bis zu welchem Zeitpunkt der erste Halbzyklus ionisiert ($t/\tau \approx 2.0$), und aus Abbildung 6.16(b) dann die dafür benötigte Feldionisationsenergie $E_{\text{Feldionisation}} \approx 0.65 \text{ J/cm}^2$ abschätzen, dabei ist die Ionisationsenergie des zweiten und dritten Halbzyklus berücksichtigt worden. Die Pulsenergie im ersten Halbzyklus ist $E_{\text{Puls}} = 5.9 \text{ J/cm}^2$. Somit erhält man

$$\left(\frac{E_{\text{Feldionisation}}}{E_{\text{Puls}}} \right)_{1.\text{Halbzyklus}} \approx 11\%. \quad (6.6)$$

Im ADK-Fall ist eine solche Abschätzung nicht möglich, da, wie aus der Darstellung der Feldionisationsereignisse in Abbildung 6.3 ersichtlich ist, der erste Halbzyklus noch in der hinteren Hälfte der Schicht ionisiert, während der zweite Halbzyklus auf der Vorderseite bereits begonnen hat zu ionisieren. Aus dem zeitlichen Verlauf der Feldionisationsenergie in Abbildung 6.17(b) läßt sich aber erkennen, daß eine Abschätzung in derselben Größenordnung plausibel ist.

Ein Energieverlust von 11% ist nicht mehr vernachlässigbar, wie auch die Diskussion der Rückkopplung der Ionisation auf den Laserpuls in Abschnitt 6.3 gezeigt hat. Der Laserpuls wird durch die Ionisationsprozesse nachhaltig verändert.

Kapitel 7

Starke, quasistatische elektrische Felder

In Kapitel 6 ist die Ionisationsdynamik einer dünnen Heliumgasschicht mit-
samt der zeitlichen Entwicklung der Ladungszustandsverteilung und dem
Einfluß der Ionisation auf den Laserpuls ausführlich untersucht worden. Im
vorliegenden Kapitel wird der Schwerpunkt auf die dabei auf der Rücksei-
te der Gasschicht entstehenden elektrischen Felder verlagert. Dabei werden
zunächst die Felder auf der Rückseite räumlich und zeitlich charakterisiert
und mit denen auf der Vorderseite verglichen. Dann wird der Einfluß von
systematischen Variationen der Laserintensität und der Gasdichte auf den
Effekt der starken, gerichteten elektrischen Felder untersucht. Mit Hinblick
auf experimentelle Relevanz folgen in Abschnitt 7.3 Ergebnisse zu einem
Festkörpertarget, einer Borfolie. Die dabei interessante Frage ist, inwieweit
sich die Felder verändern, wenn man von Gastargets zu Festkörpertargets mit
wesentlich höheren Dichten übergeht. Das Kapitel schließt mit einer Diskus-
sion möglicher Anwendungen der starken elektrischen Felder und geht auf
ein Experiment ein, in dem die gerichteten Felder auf der Rückseite eines
Festkörpertargets erstmals beobachtet wurden [5].

7.1 Einleitung

In Abschnitt 6.4 wurde die Erzeugung der Elektronenjets auf der Vorderseite
einer He-Gasschicht untersucht und die durch die Jets auf der Rückseite
hervorgerufenen elektrischen Felder angesprochen, siehe Abbildung 6.13. Es
folgt eine sowohl räumliche als auch zeitliche Charakterisierung dieser Felder
und ein Vergleich mit den Feldern auf der Vorderseite.

Die folgenden Resultate beziehen sich auf die in Abschnitt 6.4 ver-
wendete Simulation, d. h. ein He-Gastarget mit einer Dichte von $n_{\text{He}} = 2 \times 10^{21} \text{cm}^{-3} = 2n_c$, einer Dicke von $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ zentriert in einer Simu-
lationsbox mit einer Gesamtlänge von $7\lambda_0$. Der Laserpuls ist sechs Zyklen
lang mit einer Intensität von $I = 9 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$ und einer sinusförmigen
Einhüllenden, vergleiche Abbildung 6.1. Er ist p-polarisiert mit einem Ein-

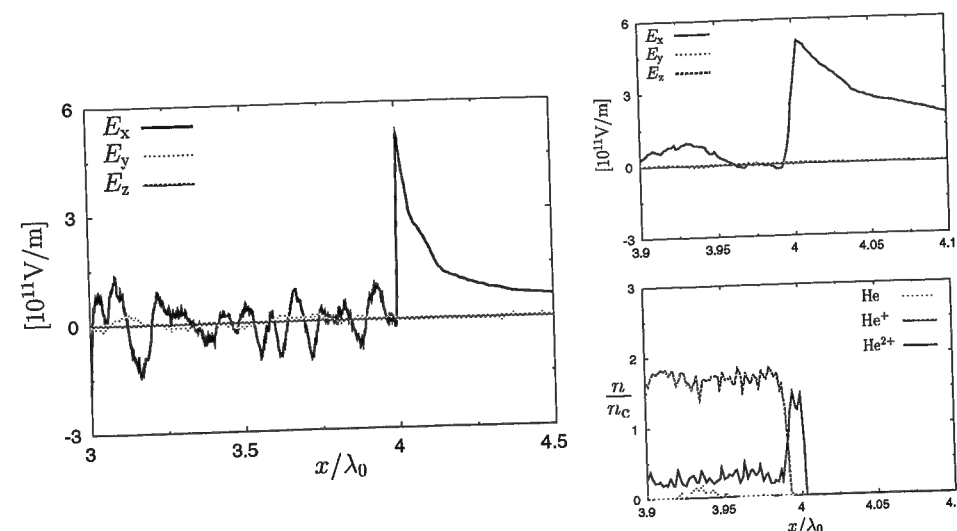


Abbildung 7.1 Die elektrischen Feldkomponenten in der Gasschicht und auf der Rückseite. Die transversalen Komponenten E_y , E_z sind wesentlich kleiner als die longitudinale Komponente E_x und in der Vergrößerung des Randschichtbereichs auf der Rückseite gar nicht mehr erkennbar. Die Ladungszustandsverteilung in diesem Bereich ist ebenfalls dargestellt. Der einfallende Laserpuls ist p-polarisiert (x - y -Ebene) mit einem Einstrahlwinkel von 31° und einer Intensität von $I = 9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$.

strahlwinkel von 31° . Die Polarisationsrichtung ist die y -Achse. Es wird das realistischere ADK-Modell verwendet.

In Abbildung 7.1 sind die longitudinale elektrische Feldkomponente E_x , sowie die transversalen Komponenten E_y und E_z zum Zeitpunkt $t/\tau = 16.3$ dargestellt. Die Amplitude des longitudinalen elektrischen Feldes in den Plasmawellen liegt bei $1.4 \times 10^{11} \text{ V/m}$ und auf der Rückseite werden Feldstärken von sogar $5.3 \times 10^{11} \text{ V/m}$ oder 66% der maximalen Laserfeldamplitude erreicht. Die transversalen Komponenten E_y und E_z sind wesentlich kleiner als die longitudinale Komponente. Insbesondere in dem interessanten Randschichtbereich auf der Rückseite mit der $0.01 \mu\text{m}$ dicken He^{2+} -Schicht besitzt das elektrische Feld fast ausschließlich longitudinalen Charakter.

Abbildung 7.1 stellt jedoch nur einen Schnappschuß der Feldverteilung zu einem festen Zeitpunkt dar. In Abbildung 7.2 ist die longitudinale elektrische Feldkomponente E_x gegen die Zeit aufgetragen für die letzte Zelle mit Atomen auf der Rückseite der Gasschicht und für die darauf folgende erste Zelle ohne Atome. Dabei ist die Verteilung der He-Gasatome am Anfang der Simulation zugrunde gelegt und die Zellen, in denen das Signal aufgezeichnet wird, werden während der gesamten Aufzeichnungsdauer nicht gewechselt. D.h. in Abbildung 7.2 sind die Signale unmittelbar an der Grenzschicht Gas-Vakuum dargestellt, sofern sich die Ionen aufgrund der Beschleunigung im longitudinalen Feld noch nicht bewegt haben. Sobald

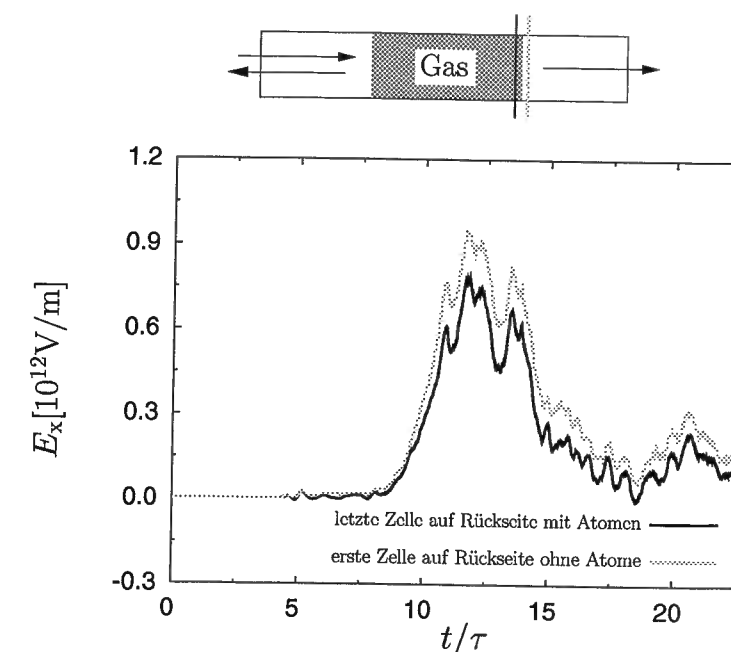


Abbildung 7.2 Die longitudinale elektrische Feldkomponente E_x gegen die Zeit in der letzten Zelle mit Atomen auf der Rückseite der Gasschicht und in der darauffolgenden Zelle, der ersten Zelle ohne Atome.

dies geschieht, liegen die beiden Aufzeichnungspunkte innerhalb der He^{2+} -Randschicht. Man beachte, daß sich die Ionen auf der hier betrachteten kurzen Zeitskala nur sehr wenig bewegen. So ist die Grenzschicht Plasma-Vakuum zum Zeitpunkt $t/\tau = 16.3$, wenn der Puls die Schicht längst wieder verlassen und die Feldstärke auf der Rückseite ihr Maximum bereits durchlaufen hat, nur um $0.005 \mu\text{m}$ verschoben.

Wie man Abbildung 7.2 entnimmt, treten Spitzenfeldstärken von über $9 \times 10^{11} \text{ V/m}$ bzw. 112% der maximalen Laserfeldamplitude auf. Mit dem Erreichen der Rückseite durch die Jets steigt E_x stark an, $t/\tau \sim 9$. Die Jets drehen im Vakuum um, laufen entgegengesetzt durch die Gasschicht, drehen dann auf der Vorderseite um und erreichen bei $t/\tau \approx 21$ erneut die Rückseite. Auf diese Weise entsteht das Minimum bei $t/\tau \approx 18$. Die einzelnen Spitzen im Kurvenverlauf treten immer dann auf, wenn ein ganzes Paket von Elektronen gleichzeitig ins Vakuum eintritt. Aus der teilweise beachtlichen Differenz zwischen den Kurven für die benachbarten Zellen ist der große Gradient des longitudinalen Feldes an der Grenzschicht ersichtlich.

Die zu Abbildung 7.2 korrespondierenden Darstellungen für die Feldkomponenten E_y und E_z liefern dasselbe Ergebnis wie bereits der Schnappschuß in Abbildung 7.1. Die transversalen Feldkomponenten E_y und E_z sind gegenüber der longitudinalen Komponente vernachlässigbar. Somit hat man auf der Rückseite eine etwa $0.01 \mu\text{m}$ dicke Schicht von Ionen, die einem gerichteten, quasistatischen Feld von einigen 10^{11} V/m für eine Zeitdauer von einigen

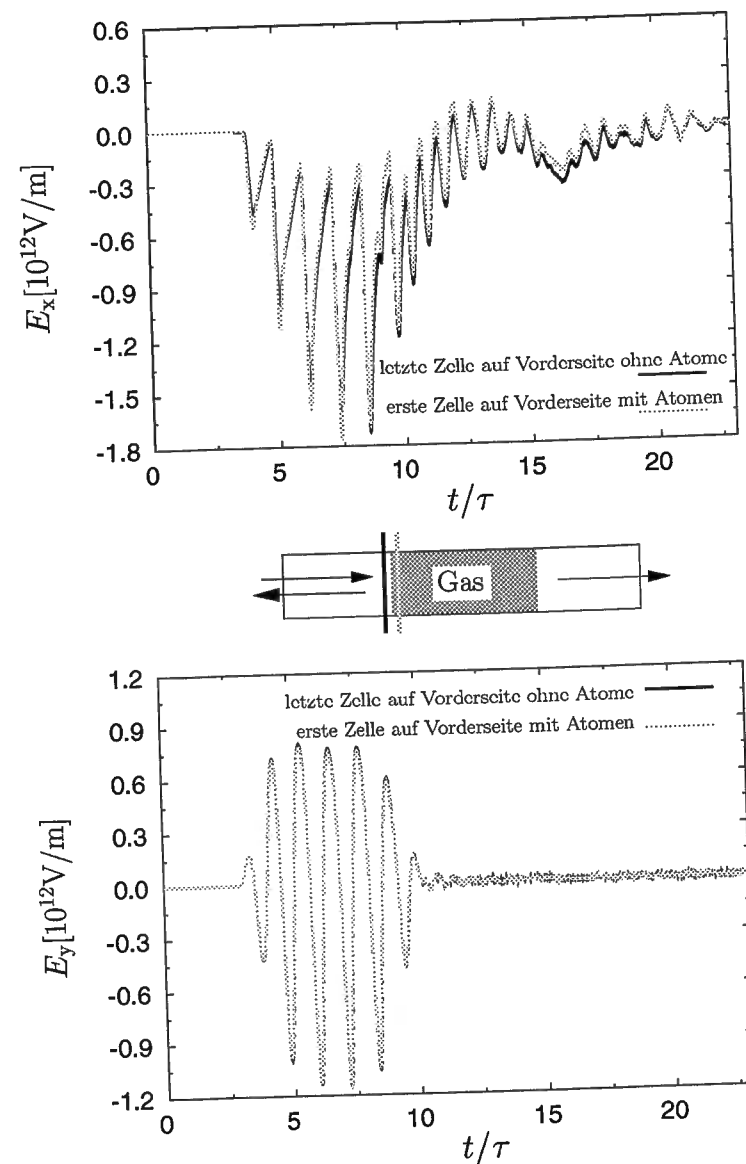


Abbildung 7.3 Die longitudinale elektrische Feldkomponente E_x sowie die transversale Komponente E_y gegen die Zeit in der letzten Zelle ohne Atome auf der Vorderseite der Gasschicht und in der darauffolgenden Zelle, der ersten Zelle mit Atomen.

Laserzyklen ausgesetzt ist.

Auf der Vorderseite liegt eine gänzlich andere Situation vor. In Abbildung 7.3 sind die longitudinale Feldkomponente E_x und die transversale Komponente E_y gegen die Zeit dargestellt für die zwei Zellen an der vorderen Grenzschicht. Eine Differenz zwischen den Kurven benachbarter Zellen ist für E_y nicht erkennbar und für E_x ist sie immer noch klein. Die E_x -Komponente ist wie auf der Rückseite vernachlässigbar. Sie steht senkrecht auf der Polarisationssebene des Lasers.

In der Darstellung für E_y ist der aufgeprägte Laserpuls deutlich zu erkennen. In der für E_x ist das longitudinale Feld sichtbar, das mit dem Herausziehen der Elektronen aus der Plasmaoberfläche und der daran anschließenden Vakuumbeschleunigung verbunden ist, $E_x < 0$, vergleiche Abbildung 6.6 in Abschnitt 6.2. Zu späteren Zeiten ($t/\tau > 12$) sind Plasmaoszillationen um die Grenzschicht zu erkennen, E_x oszilliert um die Nullmarke. Überlagert ist das mit den Elektronenjets, die bei $t/\tau \approx 16.5$ die Vorderseite erreichen, verbundene longitudinale Feld. Die maximalen Feldstärken reichen bis zu $1.8 \times 10^{12} \text{ V/m}$ bzw. dem 2.25-fachen der maximalen Laserfeldamplitude und übertreffen die Feldstärken auf der Rückseite. Allerdings handelt es sich um oszillierende Felder im Gegensatz zu den quasistatischen Feldern auf der Rückseite. Die Felder auf der Rückseite unterscheiden sich somit wesentlich von denen auf der Vorderseite.

7.2 Systematische Parametervariationen

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwiefern der Effekt der starken, statischen elektrischen Felder auf der Rückseite von der verwendeten Gasdichte und Laserintensität abhängt. Dabei wird die Gasdichte von unterkritischen Dichten ($n_{\text{He}}/n_c = 0.1, 0.5, 1.0$) bis in den überkritischen Bereich ($n_{\text{He}}/n_c = 2, 4, 8$) hinein variiert. Es werden für jede Dichte Intensitäten von $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ und $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ verwendet. Alle anderen Parameter sind dieselben wie in Abschnitt 7.1, bis auf die Tatsache, daß die Gasschicht jetzt in einer Simulationsbox mit einer Gesamtlänge von $9\lambda_0$ zentriert ist, um dafür zu sorgen, daß keine Teilchen an den Boxrand gelangen.

Für die unterkritischen Dichten sind in Abbildung 7.4 die longitudinale Feldkomponente E_x und die transversale Komponente E_y gegen die Zeit dargestellt. Die E_x -Komponente ist in allen Fällen vernachlässigbar. Es sind wiederum die Felder in zwei benachbarten Zellen gezeigt, einmal für die letzte Zelle mit Atomen auf der Rückseite und für die erste Zelle ohne Atome. Es sind aber nur minimale Unterschiede zwischen den beiden Zellen zu beobachten. Bevor auf die einzelnen Graphen eingegangen wird sei noch angemerkt, daß für die Felder auf der Vorderseite der Schicht in allen Fällen, sowohl den unterkritischen als auch den überkritischen, zumindest qualitativ dieselbe Situation vorliegt, wie sie im letzten Abschnitt dargelegt wurde. Der transversalen Komponente E_y ist der Laserpuls aufgeprägt und E_x spiegelt das Herausziehen der Elektronen aus der Plasmaoberfläche und den anschließen-

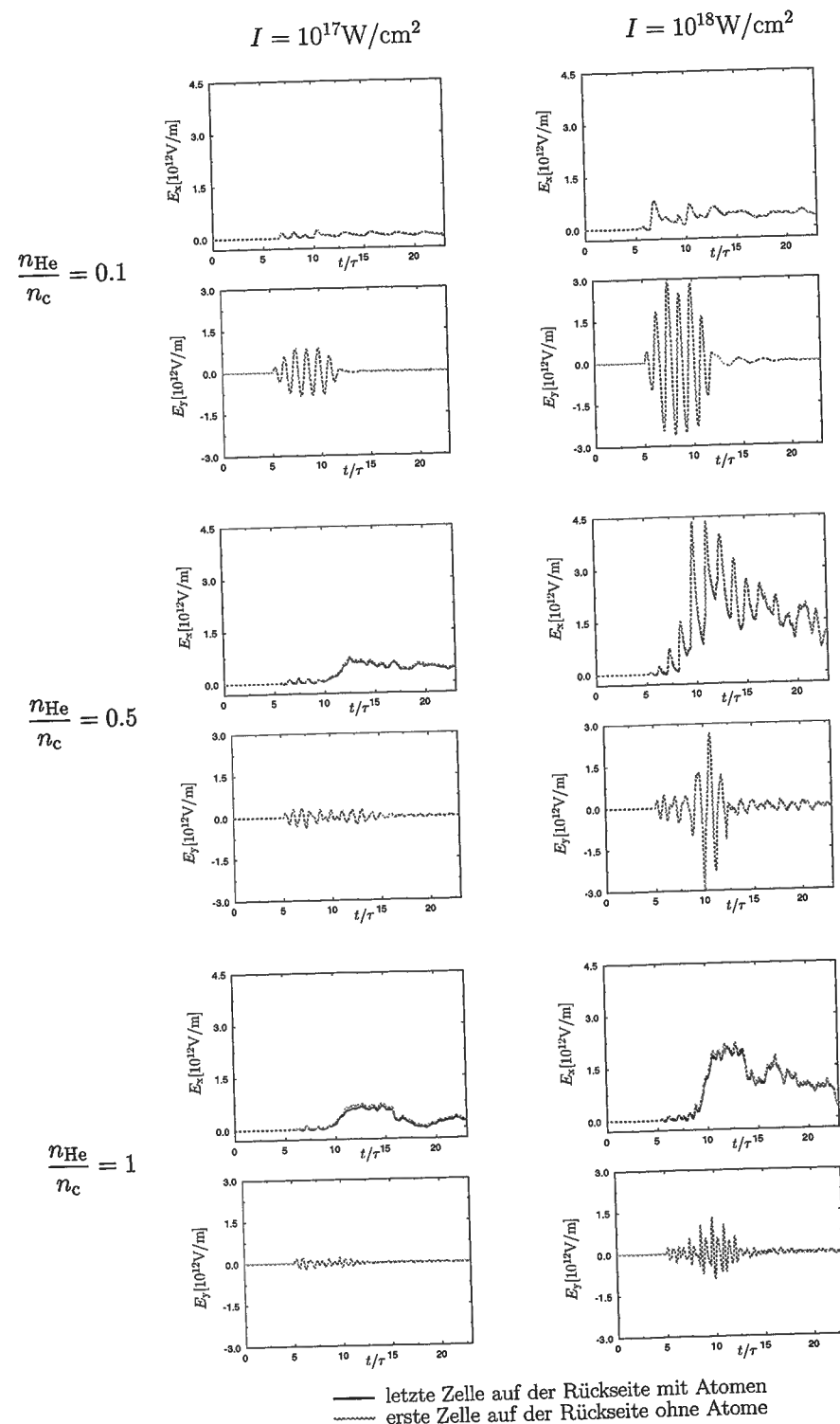


Abbildung 7.4 Die longitudinale Feldkomponente E_x und die transversale Komponente E_y auf der Rückseite der Gasschicht gegen die Zeit für verschiedenen Dichten n_{He}/n_c und unterschiedliche Intensitäten.

den Vakuumsbeschleunigungsmechanismus wider.

Im Fall von $n_{\text{He}}/n_c = 0.1$ werden longitudinale Feldstärken erreicht, die sowohl bei Intensitäten von 10^{17} W/cm^2 als auch bei 10^{18} W/cm^2 klein sind im Vergleich zur transversalen Komponente. Der Verlauf von E_y zeigt deutlich, wie der Laserpuls durch das unterkritische Material propagiert und dabei die gesamte Schicht vollständig ionisiert. Man sieht auch den Einfluß der Ionisation auf den Puls, wenngleich die grundsätzliche Pulsform noch erhalten bleibt. In beiden Fällen ist im Zentrum des Pulses die Intensität auffällig reduziert. Darüber hinaus ist erkennbar, wie in beiden Fällen die Pulse bei $t/\tau = 5$ die Rückseite erreichen, und die longitudinale Komponente zeitlich verzögert anwächst. Diese zeitliche Verzögerung ist wesentlich kürzer als im Falle höherer Dichten, bei denen E_x frühestens bei $t/\tau = 7.5$ einsetzt, vergleiche z. B. $n_{\text{He}}/n_c = 1$ und auch Abbildung 7.5. Der Grund für diese geringe zeitliche Verzögerung liegt in der Tatsache, daß bei dieser geringen Dichte das longitudinale Feld auf der Rückseite in erster Linie durch den Lichtdruck und nicht durch die Elektronenjets erzeugt wird. Die Elektronen werden durch die ponderomotorische Kraft aus der Gasschicht in das dahinterliegende Vakuum gedrückt. Dies geschieht, sobald der Laserpuls mit ausreichender Intensität die Rückseite der Schicht erreicht.

Bei Erhöhen der Dichte auf $n_{\text{He}}/n_c = 0.5$ vergrößern sich auch die longitudinalen Feldstärken und auch hier ist deutlich erkennbar, daß mit größerer Laserintensität auch größere Feldstärken erzielt werden. Auffällig sind die hohen Spitzenfeldstärken von ungefähr $4.5 \times 10^{12} \text{ V/m}$ im Fall von $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Die E_y -Komponente ist jetzt von derselben Größenordnung wie die longitudinale Komponente, und die Pulsform ist sehr stark deformiert.

Durch weiteres Erhöhen der Gasdichte auf $n_{\text{He}}/n_c = 1$ nimmt die Stärke der longitudinalen Komponente für beide Intensitäten zu, wobei im Fall von $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ die kurzzeitigen Spitzenfeldstärken nicht mehr so ausgeprägt sind, sondern eine plateauartige Struktur vorliegt. Der Anteil der transversalen Komponente zum elektrischen Feld auf der Rückseite hat sich weiter reduziert, ist aber immer noch nicht vernachlässigbar.

In Abbildung 7.5 ist nur noch die longitudinale Feldkomponente E_x auf der Rückseite dargestellt, da die beiden transversalen Komponenten bei diesen Dichten ($n_{\text{He}}/n_c = 2, 4, 8$) vernachlässigbar sind.

Es sei daraufhingewiesen, daß mit zunehmender Dichte die Differenz zwischen den Signalen der benachbarten Zellen sehr groß wird. Im Fall $n_{\text{He}}/n_c = 8$ und $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ unterscheiden sie sich um einen Faktor vier. Diese Differenz ist nicht allein auf den starken Gradienten des Feldes auf der Rückseite zurückzuführen, wie es in den Abbildung 7.1 und 7.2 in Abschnitt 7.1 der Fall ist, sondern liegt zum großen Teil an mangelndem Auflösungsvermögen der Simulation. Wenn die Anzahl der Zellen pro Wellenlänge von 600 über 1200 auf schließlich 2400 erhöht wird, dann wird der Gradient auf der Rückseite der Schicht zunehmend besser aufgelöst und die Differenz der Kurven ist nur noch auf den starken Gradienten des Feldes zurückzuführen. D. h. die Kurve für die erste Zelle im Vakuum bleibt unver-

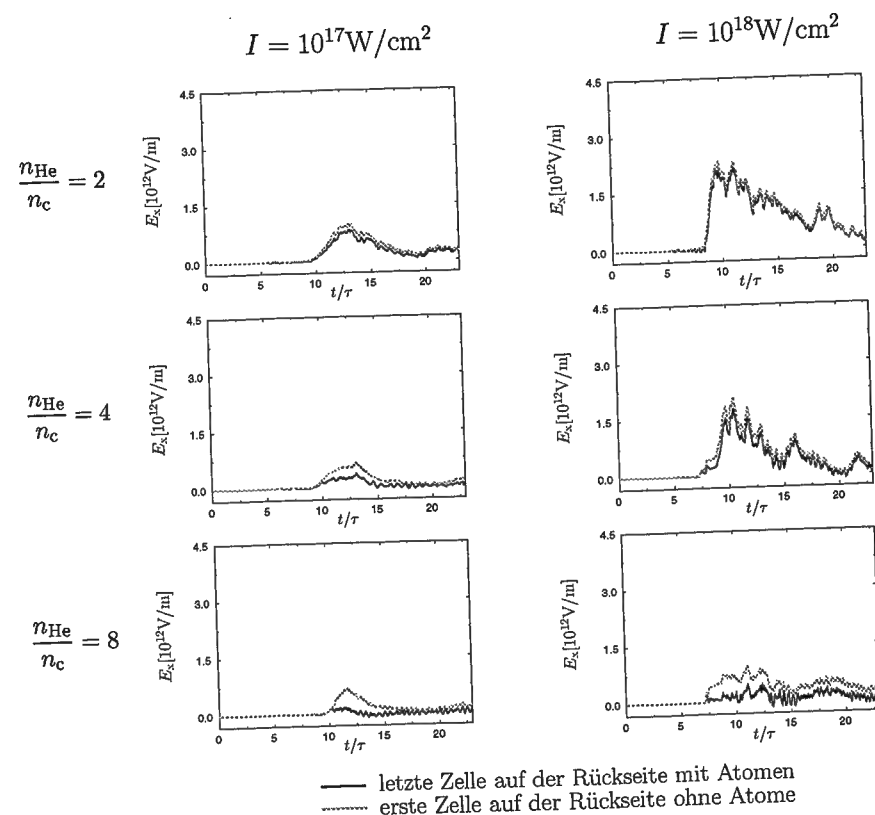


Abbildung 7.5 Die longitudinale Feldkomponente E_x auf der Rückseite der Gaschicht gegen die Zeit für verschiedene Dichten n_{He}/n_c und unterschiedliche Intensitäten.

ändert, während die Feldstärke in der letzten Zelle mit Atomen ansteigt. Im Fall $n_{\text{He}}/n_c = 8$ und $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ bedeutet dies, daß sich der Unterschied in der Feldstärke auf einen Faktor 1.5 reduziert.

Darüber hinaus ist in Abbildung 7.5 ein markanter Unterschied zwischen den beiden verwendeten Intensitäten ersichtlich. Bei der höheren Intensität werden Elektronenjets mit höheren Energien erzeugt, d. h. sie erreichen die Rückseite eher als im Fall der geringeren Intensität und E_x steigt somit früher an. Bei $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ geschieht dies bei $t/\tau \approx 10$ und bei $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ bei $t/\tau \approx 8$. Des weiteren weisen die Fälle mit höherer Intensität eine steilere Anstiegsflanke auf.

Nachdem im Bereich der unterkritischen Dichten die longitudinale Feldstärke auf der Rückseite mit zunehmender Dichte angewachsen ist, zeigt sich hier der gegenteilige Effekt. Mit zunehmender Dichte nehmen die maximal erzielten Feldstärken ab. Das Maximum liegt bei ungefähr $2.2 \times 10^{12} \text{ V/m}$ bzw. dem 0.9-fachen der maximalen Laserfeldamplitude im Fall von $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ und bei $\approx 0.95 \times 10^{12} \text{ V/m}$ bzw. dem 1.2-fachen der maximalen Laserfeldamplitude bei $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Der Grund für die Abnahme bei steigender Dichte liegt darin, daß einerseits die Elektronenjets durch das

dichtere Material aufgrund von Stößen weniger gut hindurchpropagieren können und andererseits werden die Elektronenjets auf der Vorderseite weniger effizient erzeugt. Letzteres kann umgangen werden, wenn mit einem Vorpuls ein Dichtegradient auf der Vorderseite erzeugt wird [43]. Bei zu geringen Dichten, wenn der Laserpuls durch das Gas hindurchpropagieren kann, werden die Jets auf der Vorderseite nur in geringem Ausmaß erzeugt und die rückseitigen Feldstärken bleiben hinter dem Maximum zurück. Somit gibt es einen optimalen Dichtebereich bei $1 \lesssim n_{\text{He}}/n_c \lesssim 2$. Die dabei auftretenden longitudinalen Feldstärken liegen bei ungefähr $2 \times 10^{12} \text{ V/m}$ für circa 4 Laserzyklen oder ungefähr 14fs, wobei die transversalen Komponenten vernachlässigbar sind.

Man erzeugt aus dem Laserpuls mittels der Elektronenjets ein quasistatisches Feld von der Größenordnung der atomaren Feldstärkeinheit $\frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_0^2} = 5 \times 10^{11} \text{ V/m}$ oder sogar darüber für Zeitspannen von einigen Femtosekunden. Unter Verwendung von längeren Pulsen kann die Jeterzeugung länger aufrechterhalten werden, wodurch sich die Zeitskala auf einige zehn Femtosekunden ausdehnen läßt. Begrenzt wird die Zeitdauer dann durch die Beweglichkeit der Ionen und nicht durch die Laserpulsdauer.

7.3 Festkörpertarget: Borfolie

Bisher wurden sowohl bei der Untersuchung der Ionisationsdynamik als auch der elektrischen Felder auf der Rückseite des Targets ausschließlich Gastargets verwendet. Die Dichten dieser Targets sind von der Größenordnung 10^{21} cm^{-3} und experimentell nicht leicht zu realisieren. Festkörpertargets sind hingegen experimentell einfacher handhabbar. Es existiert sogar bereits ein Experiment, in dem der hier behandelte Effekt der starken elektrischen Felder auf der Rückseite des Targets beobachtet wurde [5], siehe Abschnitt 7.4. Im folgenden wird untersucht, wie sich die Felder verändern, wenn man die Targetdichte erhöht und zu einem Festkörpertarget, hier eine Borfolie, übergeht. Der zentrale Punkt dabei ist, inwieweit die schnellen Elektronen in der Lage sind, durch das dichte Material zu propagieren und wie stark sie durch Coulombstöße daran gehindert werden. Bei den Gastargets ist der Effekt der Zweiteilchenstöße von untergeordneter Bedeutung, wie sich aus dem Vergleich von Simulationen bei denen die Zweiteilchenstöße ein- bzw. ausgeschaltet sind ergibt. Bei der Behandlung von Festkörpertargets kann auf die Zweiteilchenstöße keinesfalls verzichtet werden. Sie haben einen nachhaltigen Einfluß auf den Transport der Elektronen durch das Target. Dies zeigt sich nicht nur bei der in diesem Abschnitt behandelten Borfolie, sondern in noch viel stärkerem Ausmaß bei der Untersuchung der Wechselwirkung mit einem Aluminiumtarget, das eine höhere Kernladungszahl besitzt als Bor, vergleiche Kapitel 8. Die Ladung der beiden Stoßpartner geht quadratisch in die Stoßfrequenz ein, siehe Gleichungen (5.3) und (5.4).

Es wird wiederum der ultrakurze Laserpuls mit sechs Laserzyklen und einer Intensität von 10^{18} W/cm^2 verwendet. Die Wellenlänge ist $\lambda_0 = 395 \text{ nm}$

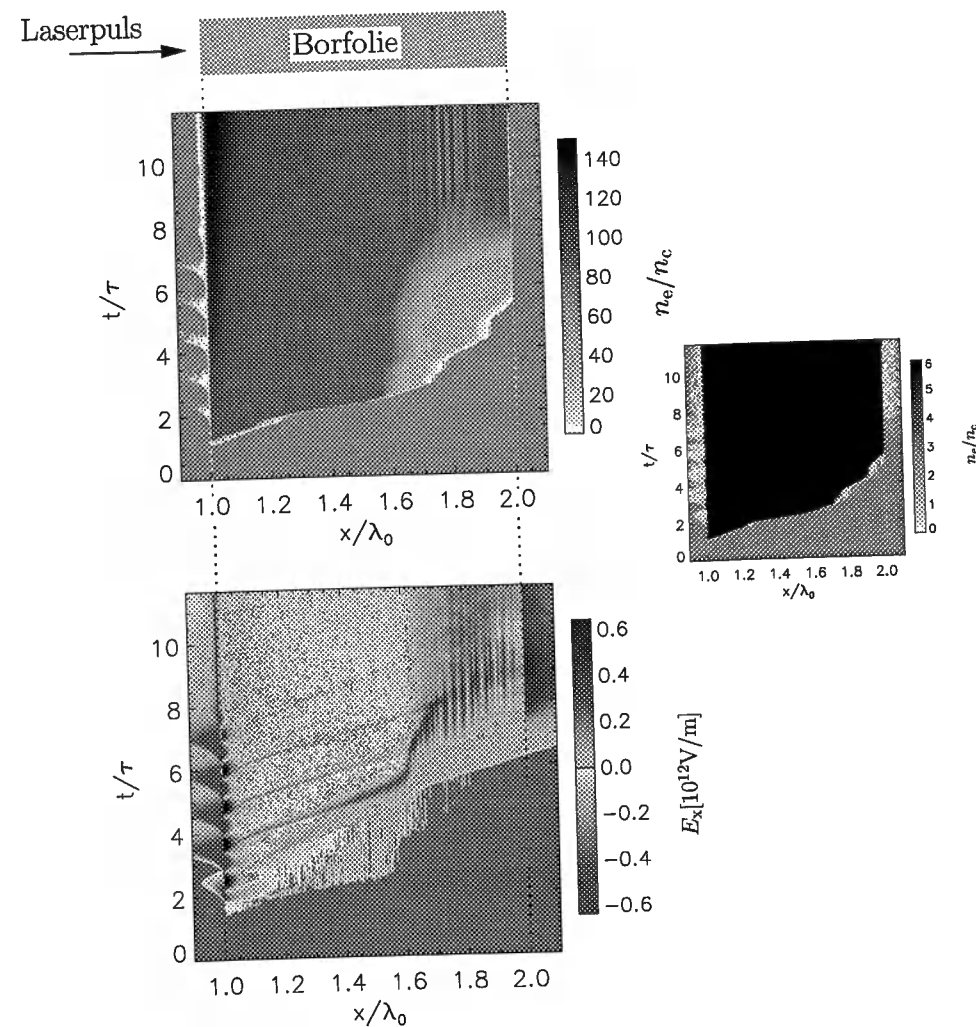


Abbildung 7.6 Raum-Zeit-Darstellungen der Elektronendichte n_e und des longitudinalen Feldes E_x . Die Borfolie befindet sich bei $1 < x/\lambda_0 < 2$. In der verkleinerten Darstellung wurde die Elektronendichte so skaliert, daß niedrige Dichten aufgelöst werden und somit die auf der Rückseite austretenden Elektronen erkennbar werden.

(frequenzverdoppelter Titan-Saphir Laser) und die Folie hat eine Dicke von einer Laserwellenlänge. Es wird mit dem ADK-Modell gearbeitet. Die Ionisation der Borfolie läßt sich wieder in drei Phasen unterteilen, siehe Abbildung 6.5. Die erste Phase ist die Ionisation durch den Laserpuls. Abbildung 7.6 enthält die Raum-Zeit-Darstellungen der Elektronendichte n_e und des longitudinalen elektrischen Feldes E_x , und Abbildung 7.7 zeigt die Raum-Zeit-Darstellungen der Feld- und Stoßionisationsereignisse.

Die Zuordnung der einzelnen Laserhalbzyklen zu den Feldionisationsereignissen ist hier nicht so klar wie im Fall der He-Gasschicht, vergleiche Abbildung 6.7. Zunächst trifft der erste Halbzyklus auf die Folie, und sobald

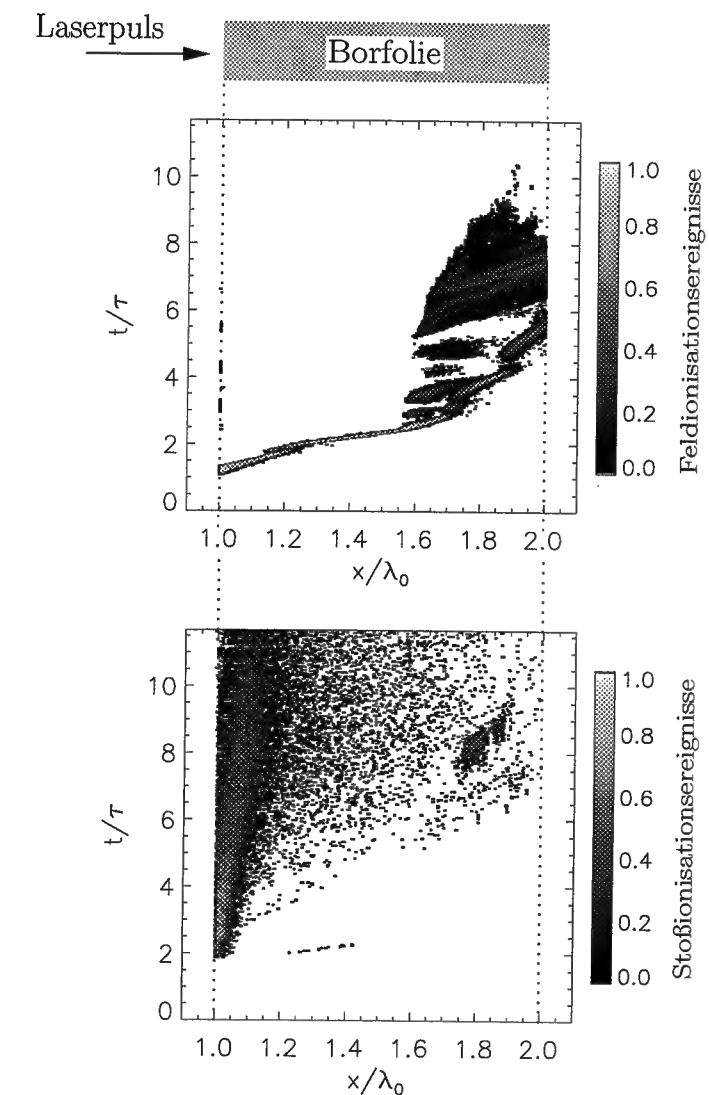


Abbildung 7.7 Raum-Zeit-Darstellungen der Feld- und Stoßionisationsereignisse. Ein Ionisationsereignis wird durch einen schwarzen Punkt markiert. Dort wo keine Ionisation stattfindet bleibt die Fläche weiß. Wenn sich mehrere Ereignisse häufen, dann wird mit zunehmender Anzahl an Ereignissen ein hellerer Grauton gewählt.

die Feldstärke ausreichend hoch ist, kommt es zu einer massiven Ionisation des vorderen Folienbereichs. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 7.8 der erste Halbzyklus zum Zeitpunkt $t/\tau = 1.15$ gezeigt, wenn er gerade $0.15\lambda_0$ in die Folie propagiert ist. Es ist deutlich erkennbar, wie die Ionisation den Puls beeinflusst, die Spitze mit sehr niedrigen Intensitäten bleibt nahezu unbeeinflusst, aber in dem Bereich mit ausreichend hohen Intensitäten ist die Ausbildung des bereits in Abbildung 6.9 beobachteten Plateaus sichtbar. Im Fall der Heliumschicht war das Plateau nur im BSI-Fall beobachtbar, im

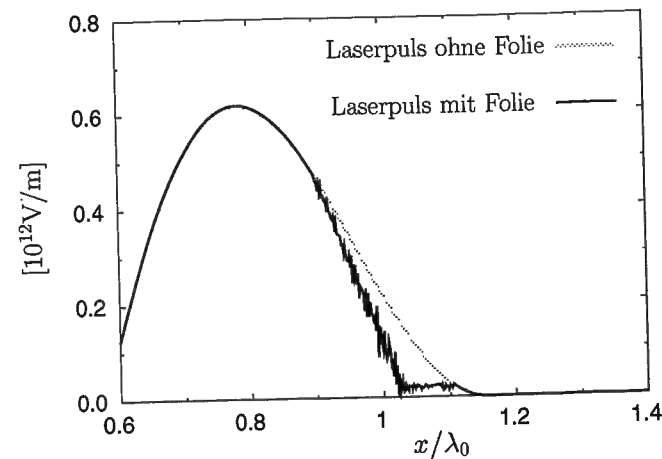


Abbildung 7.8 Durch die hohe Targetdichte wird dem ersten Halbzyklus des Laserpulses sehr viel Energie durch die Feldionisation entzogen und es bildet sich eine plateauartige Stufe aus.

ADK-Fall wurde die Energie gleichmäßiger entzogen. Hier tritt das Plateau bei Verwendung des ADK-Modells auf. Dies ist auf die wesentlich höhere Dichte und die damit verbundene größere Ionisationsenergie zurückzuführen. Deshalb kann der erste Halbzyklus auch nur bis zu einer Tiefe von $x/\lambda_0 \approx 1.2$ aufionisieren. Der Ladungszustand in dieser Schicht ist B^{3+} und die Elektronendichte beträgt $n_{el}/n_c = 58.5$.

Der zweite Halbzyklus trifft auf dieses überkritische Plasma und wird reflektiert. Dabei wird nur ein sehr kleiner Bruchteil der B^{3+} -Schicht auf der Targetoberfläche zu B^{4+} aufionisiert. Im ionisierten Teil der Folie fällt die Amplitude exponentiell ab, dennoch ist die Feldstärke, die den nicht-ionisierten Teil der Folie erreicht, ausreichend, um die B^{3+} -Schicht bis zu $x/\lambda_0 = 1.6$ zu vergrößern. Von diesem Punkt an reicht die Feldstärke nur noch aus, um eine dünne Schicht an B^{2+} zu erzeugen und dann eine dickere Schicht noch zu B^+ aufzuionisieren. Diese B^+ -Schicht ($1.6 \lesssim x/\lambda_0 \lesssim 1.75$) ist in der Darstellung der Elektronendichte gut erkennbar. In Abbildung 7.9 ist die Ladungszustandsverteilung zum Zeitpunkt $t/\tau = 2.3$ dargestellt, wenn der zweite Halbzyklus gerade die B^{3+} -Schicht vergrößert.

Der Teil des dritten Halbzyklus, der die ionisierte Schicht durchdringt, leistet keinen signifikanten Beitrag zur Ionisation. Erst der vierte und fünfte sind aufgrund der höheren Feldstärke in der Lage, die B^+ -Schicht zu vergrößern, siehe die Ladungszustandsverteilung zum Zeitpunkt $t/\tau = 4.7$ in Abbildung 7.9. Sie erstreckt sich schließlich bis zur Rückseite der Folie, $t/\tau = 5.5$. Danach erfolgt keine weitere Feldionisation durch den Laserpuls und die Elektronenjets werden bedeutsam.

Die schnellen Elektronen werden, wie in Abschnitt 6.4 ausführlich beschrieben, auf der Vorderseite erzeugt und treten bei $t/\tau = 6.3$ auf der

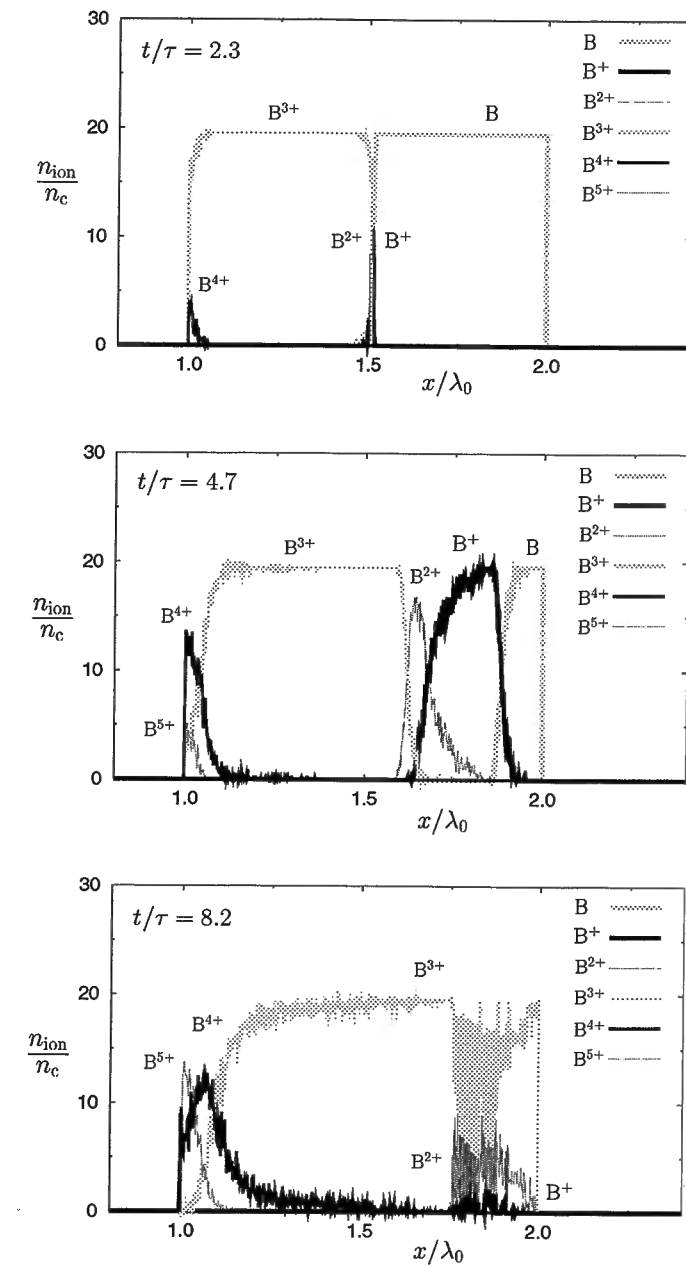


Abbildung 7.9 Die Verteilung der Ladungszustände innerhalb der Borfolie zu drei verschiedenen Zeitpunkten.

Rückseite der Folie aus. In der verkleinerten Darstellung der Elektronendichte in Abbildung 7.6 wurde die Skalierung so gewählt, daß dies sichtbar ist. In der Darstellung des longitudinalen Feldes E_x sind die einzelnen Jets gut identifizierbar und verfolgbar. Das erste Paket von schnellen Elektronen, das schließlich auch die Rückseite erreicht, startet bei $(x/\lambda_0 = 1, t/\tau = 3.5)$,

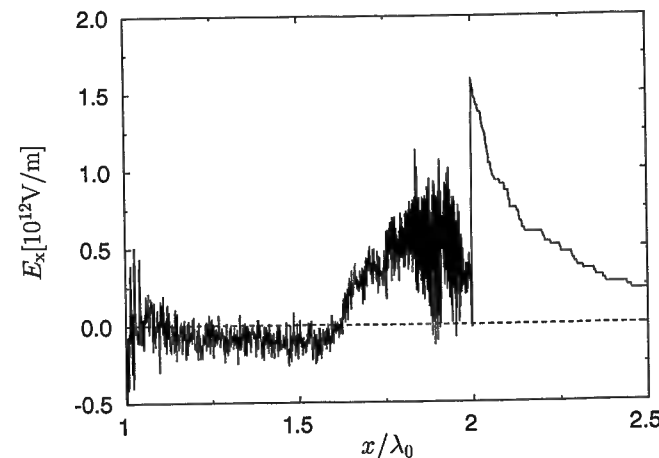


Abbildung 7.10 Das longitudinale Feld E_x zum Zeitpunkt $t/\tau = 9.3$. Die Folie befindet sich zwischen $1 < x/\lambda_0 < 2$.

passiert die B^{3+} -Schicht und tritt dann bei $x/\lambda_0 = 1.6$ in die B^+ -Schicht ein. Das longitudinale Feld, das sich in diesem Bereich aufbaut, ist deutlich erkennbar. Der Anstieg der Elektronendichte in diesem Teil der Folie ($1.6 \lesssim x/\lambda_0 \lesssim 2$) geht einher mit dem weiteren Anstieg des longitudinalen Feldes und die zugehörigen Feldionisationsprozesse sind gut identifizierbar, zum Teil sind sogar einzelne „Ionisationsspuren“ erkennbar. Die sich aufbauenden Ladungstrennungsfelder ionisieren also bereits innerhalb der Folie. Dieser Effekt ist bei der He-Gasschicht nur im BSI-Modell sichtbar. Das Aufionisieren in den Ladungstrennungsfeldern von B^+ über B^{2+} zu B^{3+} ist zum Zeitpunkt $t/\tau = 8.2$ in der Ladungszustandsverteilung sichtbar. Dabei ist auf der Rückseite ($x/\lambda_0 = 2$) aufgrund der größeren Feldstärken bereits vollständig zu B^{3+} aufionisiert, im Gegensatz zur Region unmittelbar davor ($1.75 \lesssim x/\lambda_0 \lesssim 2.0$). In Abbildung 7.10 ist das longitudinale Feld zum Zeitpunkt $t/\tau = 9.3$ zu sehen. Die Feldstärken in dem Bereich mit Feldionisation innerhalb der Folie ($1.6 \lesssim x/\lambda_0 \lesssim 2.0$) liegen bei maximal $0.75 \times 10^{12} \text{ V/m}$ bzw. 30% der maximalen Laserfeldamplitude und auf der Rückseite werden sogar $1.6 \times 10^{12} \text{ V/m}$ bzw. 60% der maximalen Amplitude erreicht. Im Bereich des Vakuums ($x/\lambda_0 > 2$) ist die begrenzte Auflösung des PIC-Codes erkennbar.

Aus Abbildung 7.7 entnimmt man, daß die Stoßionisation nur auf der Vorderseite von Bedeutung ist. Die Vorderseite wird von dem Laser aufgeheizt, und ein großer Temperaturgradient läuft in das Plasma. Durch Stoßionisation werden dann die Ladungszustände an die Temperatur angepaßt und die B^{4+} - und B^{5+} -Schichten vergrößern sich, bis der Temperaturgradient nicht mehr weiter in das Target propagiert. Darauf wird aber hier nicht näher eingegangen. In Abschnitt 8.3.5 wird die in ein Aluminiumtarget laufende Wärmewelle, hervorgerufen durch einen wesentlich längeren Puls,

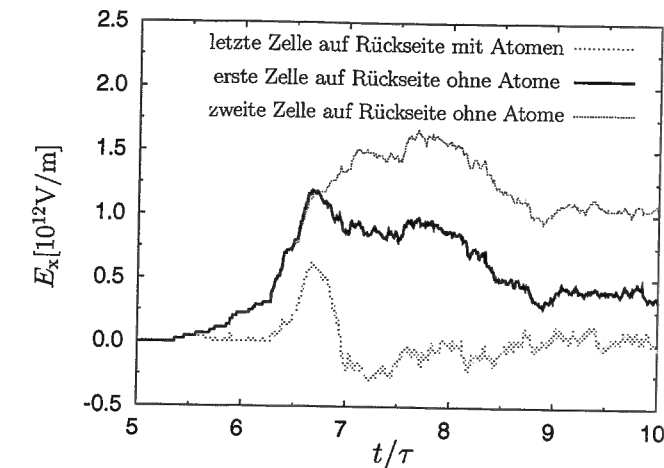


Abbildung 7.11 Die longitudinale Feldkomponente E_x auf der Rückseite der Borfolie als Funktion der Zeit.

genauer untersucht.

Abbildung 7.11 zeigt die longitudinale Feldkomponente E_x auf der Rückseite als Funktion der Zeit für drei verschiedene Aufzeichnungspunkte. Die transversalen Feldkomponenten sind auch hier wieder vernachlässigbar und das elektrische Feld besitzt ausschließlich longitudinalen Charakter. Die auftretenden Feldstärken sind so groß, daß sich schon innerhalb einer Zeitspanne von wenigen Laserzyklen einige Atome von der Rückseite lösen und in die erste Zelle des anfänglichen Vakuums übertreten. Der größte Teil der Atome ist aber den Feldstärken der untersten Kurve in Abbildung 7.11 ausgesetzt. Dabei werden nur $0.6 \times 10^{12} \text{ V/m}$ bzw. 22% der maximalen Laserfeldamplitude erreicht. Ein Anteil von ein paar Prozent der Festkörperdichte sieht das Feld der mittleren Kurve mit maximal $1.2 \times 10^{12} \text{ V/m}$ bzw. 44% der maximalen Amplitude für die Zeitdauer von einigen Laserzyklen ($\tau = 1.3 \text{ fs}$ für $\lambda_0 = 395 \text{ nm}$). Aus allen drei Kurven gemeinsam entnimmt man den großen Gradienten auf der Rückseite. Die Auflösung in der PIC-Simulation ist noch nicht so groß, daß eine PIC-Zelle einer atomaren Monolage entspricht. Eine PIC-Zelle hat eine Breite von $6.6 \text{ \AA}$. Deshalb wird bei einer weiteren Erhöhung der Anzahl an Zellen pro Wellenlänge der Gradient besser aufgelöst und die Feldstärke in der letzten Zelle mit Atomen nimmt zu. Dennoch werden die Felder innerhalb der Rückseite der Folie gut abgeschirmt und erreichen erst außerhalb ihr Maximum. In der vorliegenden Simulation erreicht man deshalb auf der Rückseite auch nicht den Ladungszustand B^{5+} .

Die Verwendung eines Festkörpertargets zeigt, daß auch bei diesen hohen Dichten der Effekt der Feldionisation durch Elektronenjets sowohl im Target als auch auf der Rückseite auftritt, und die dabei erzeugten Felder gerichtet sind und für Zeitdauern von einigen Laserzyklen aufrechterhalten werden. Die Feldstärken liegen in der Größenordnung der Laserfeldamplitude. Bei

Verwendung von längeren Pulsen werden die Erzeugung der Elektronenjets und damit auch die Felder auf der Rückseite länger aufrechterhalten und die Beweglichkeit der Ionen, die auf den hier betrachteten Zeitskalen eine untergeordnete Rolle spielt, setzt dann eine obere Grenze für die Zeitdauer. Durch die starken Felder werden die Ionen beschleunigt und die Folie expandiert. Im folgenden Abschnitt werden mögliche Anwendungen für die gerichteten, starken elektrischen Felder diskutiert.

7.4 Mögliche Anwendungen

Wie die vorangegangenen Untersuchungen gezeigt haben, tritt bei dünnen Festkörpertargets der Effekt der Feldionisation durch Elektronenjets mittels gerichteter elektrischer Felder auf. Dieser Effekt ist zwischenzeitlich auch experimentell beobachtet worden [5]. Dabei wurde ein wesentlich längerer Puls verwendet, der nicht nur einige Laserzyklen kurz ist. Der Laserpuls mit einer ps Dauer und einer Energie von 30J liefert bei einer Wellenlänge von einem μm eine Intensität von $10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$. Die verwendeten Plastiktargets haben eine sehr große Dicke von 140-210 μm , so daß der Fokusbereich wesentlich kleiner ist als die Targetdicke und daher dreidimensionale Effekte nicht mehr vernachlässigbar sind. Auf der Rückseite der Folie wurde nach einigen ps Plasmabildung beobachtet, die auf die in Laserrichtung durch das Target gelaufenen Elektronen zurückzuführen ist. Dabei wurden die Elektronen möglicherweise durch ein selbsterzeugtes Magnetfeld kollimiert, was zu einer Vergrößerung der durch sie erzeugten Felder führt [44].

Die rückseitigen Felder könnten möglicherweise für eine hoch-Z Ionenquelle für Beschleuniger genutzt werden. Gegenwärtig werden sowohl für den „Large Hadron Collider“ am CERN in Genf als auch für das TWAC Projekt am ITEP in Moskau Schwerionenquellen mit Ladungszuständen bis zu 25+ und ungefähr 10^{10} Ionen pro Puls entwickelt [6]. Dazu werden CO_2 -Laser mit Pulsdauern im ns-Bereich verwendet. In dem oben angesprochenen Experiment wurde ein Durchmesser von 6 μm für das auf der Rückseite erzeugte Plasma bestimmt. Wenn man von einer nicht perfekt glatten Oberfläche ausgeht, dann ist eine Schichtdicke für die den starken Feldern ausgesetzten Ionen von 1nm - 0.01 μm realistisch. Für Blei bedeutet das, daß bei jedem Schuß 10^9 - 10^{10} Ionen erzeugt werden. Eine einfache Abschätzung mit dem BSI-Modell, siehe Gleichung (3.5), ergibt mit einer Bindungsenergie von 200-400eV Feldstärken im Bereich von $10^{11}\text{V}/\text{m}$, um Ladungszustände von 25+ zu erzeugen. Damit liegt man im Bereich der Anforderungen, die an die bereits in der Entwicklung befindlichen Quellen gestellt werden. Allerdings müssen die Ionen noch extrahiert werden und dabei treten möglicherweise Verluste auf, die die Anzahl von Ionen pro Puls stark reduziert. Die Ionen werden erzeugt und nehmen in den rückseitigen Feldern Energien im keV-Bereich auf. Die Extraktion spielt sich dann auf einer ns-Zeitskala ab, die in PIC-Codes nicht zugänglich ist. Dies muß mit Hilfe anderer Methoden weiter untersucht werden.

Darüber hinaus können die starken, gerichteten Felder benutzt werden, um Mehrelektronen-Rekombinationsstrahlung zu untersuchen, und um damit Rückschlüsse auf die Ionisation und die erreichten Ladungszustände zu ziehen. Bisher wurde nur die Ionisation in starken Laserfeldern detailliert analysiert, aber die Ionisation in nicht oszillierenden, quasistatischen Feldern derselben Größenordnung wurde nicht genauer untersucht, weder experimentell, da bisher nicht zugänglich, noch theoretisch.

Kapitel 8

Isochores Heizen eines Festkörpers

Nachdem in den vorausgegangenen Kapiteln Resultate präsentiert wurden, die auf eine detaillierte experimentelle Bestätigung warten, werden in dem vorliegenden Kapitel Ergebnisse vorgestellt, die in unmittelbarem Zusammenhang zu einem kürzlich durchgeführten Experiment stehen.

Saemann *et al.* [7–9] vom Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching ist es mit Hilfe des ATLAS Lasers erstmals gelungen, eine dünne Oberflächenschicht (Dicke 25–50nm) eines Aluminiumtargets bei Festkörperdichte auf eine Temperatur von 300eV aufzuheizen. Die freien Weglängen der heißen Elektronen sind für dieses Material (Kernladungszahl $Z=13$) kurz genug, um ihre Energie in der Oberflächenschicht zu deponieren. Der Druck in der aufgeheizten Schicht beträgt ungefähr 0.5Gbar. In diesem Experiment nähert sich der Plasmazustand dem stoßdominierten Limes, der sich durch Hydrodynamik und durch diffusiven Energietransport beschreiben läßt. Es ist nun von besonderem Reiz, diesen Übergang mit dem vorliegenden kinetischen Code zu verfolgen und mit der Diffusions-Näherung zu vergleichen.

Zunächst wird das Experiment mit seinen Hauptergebnissen kurz vorgestellt, Abschnitt 8.1. Danach werden die zugehörigen PIC-Simulationen erläutert, Abschnitt 8.2. Es folgen dann in Abschnitt 8.3 Ergebnisse zur Ladungszustands- und Temperaturverteilung im Target. Der Energietransport in den Festkörper und die Frage inwieweit der Transport diffusiv beschrieben werden kann und welche Bedeutung den kinetischen Effekten zukommt, werden im Anschluß untersucht. Das Elektronenspektrum und das elektrische Potential auf der Vorderseite des Targets mitsamt seinem Einfluß auf den Elektronentransport werden ebenso wie die Absorption des Laserpulses diskutiert.

8.1 Experiment

Das im Experiment verwendete Lasersystem ATLAS („Advanced Ti:Sapphire LAsEr System“) mit einer Wellenlänge von $\lambda = 790\text{nm}$ liefert frequenzverdoppelte Pulse, d. h. mit einer Wellenlänge von $\lambda = 395\text{nm}$, mit 150fs Pulsdauer und einer Intensität von 10^{17}W/cm^2 und einem Fokusbereich von

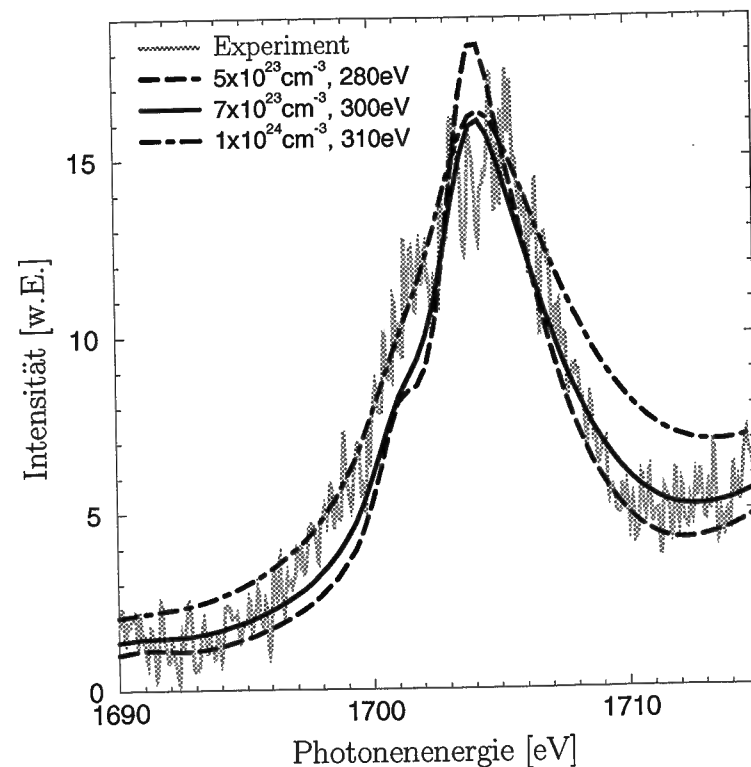


Abbildung 8.1 Die experimentell erzielte Elektronendichte und -temperatur wurden mittels spektroskopischer Methoden bestimmt. Bei numerisch bestimmten Spektren werden die Elektronendichte, die die Linienbreiten und -profile beeinflusst, sowie die Elektronentemperatur, die sich auf die relativen Verhältnisse der Resonanzlinien zu den Satelliten auswirkt, simultan angepasst, bis die Simulation das Experiment zufriedenstellend beschreibt [8]. Hier ist dies am Beispiel der He-artigen Satelliten der Ly_{α} -Linie gezeigt. Die Satelliten sind nicht mehr einzeln identifizierbar, da die Starkverbreiterung aufgrund der hohen Dichte zur Überlappung der Linien führt.

$\sim 20\mu\text{m}$. Durch die Frequenzverdoppelung wird der Vorpuls, der jedem Laserpuls hoher Intensität vorausläuft, unterdrückt und dadurch der Kontrast des Pulses erhöht. Ein Vorpuls führt zu einer Plasmaschicht mit Dichtegradienten vor dem Festkörpertarget. Der Hauptpuls wird dann nicht mehr bei Festkörperdichte, sondern bei der viel niedrigeren kritischen Dichte absorbiert, d.h. vor dem eigentlichen Festkörpertarget, und ein effektives Heizen des dichten Materials ist dann nicht möglich.

Als Targetmaterial wurde Aluminium verwendet, das sowohl bei senkrechtem Einfall als auch unter 45° mit p-polarisiertem Licht untersucht wurde. In dieser Arbeit werden aus Rechenzeitgründen nur die Ergebnisse für den senkrechten Einfall mit PIC-Resultaten verglichen, da bei schrägem Einfall eine etwa zehnmal dickere Oberflächenschicht aufgeheizt wird und dafür ungefähr zehnmal soviel Rechenzeit benötigt wird wie für den senkrechten Einfall. Die Rechenzeit für den schrägen Einfall liegt in der für praktische

Zwecke unrealistischen Größenordnung von einigen Wochen auf einem PC mit einem 400MHz Pentium II Prozessor, siehe Abschnitt 8.2 für Details.

Um die Dicke der aufgeheizten Schicht zu bestimmen, wurden neben massiven Targets auch Targets aus polierten NaCl-Scheiben mit einer aufgedampften Al-Schicht verwendet. Bei Variation der Al-Schichtdicke verändert sich die K-Schalenemission des dahinterliegenden Natriums und Chlors. Auf diese Weise lässt sich aus der Abnahme der Emission mit zunehmender Al-Schichtdicke bestimmen, bis zu welcher Tiefe das Target geheizt wurde.

Die experimentell erzielte Elektronendichte und -temperatur wurden mittels spektroskopischer Methoden bestimmt. Von besonderer Bedeutung sind dabei Satelliten von Resonanzlinien, das sind Emissionslinien, die auf der langwelligen Seite dicht neben einer Resonanzlinie liegen. Satelliten entstehen, wenn in der Atomhülle mehr als ein Elektron angeregt ist. Bei numerisch bestimmten Spektren werden die Elektronendichte, die die Linienbreiten und -profile beeinflusst, sowie die Elektronentemperatur, die sich auf die relativen Verhältnisse der Resonanzlinien zu den Satelliten auswirkt, simultan angepasst, bis die Simulation das Experiment zufriedenstellend beschreibt. In Abbildung 8.1 ist dies am Beispiel der He-artigen Satelliten der Ly_{α} -Linie gezeigt [8]. Die Ly_{α} -Linie entsteht, wenn das einzige Elektron in Al^{12+} einen Übergang von $n = 2$ nach $n = 1$ macht. Bei 11-fach ionisiertem Aluminium, also für He-artiges Aluminium, kommt ein zweites zusätzliches Elektron hinzu, welches als Zuschauerelektron bezeichnet wird. Abhängig davon, in welchem angeregten Zustand sich dieses Elektron befindet, schirmt es den Kern mehr oder weniger ab, und es entsteht ein He-artiger Satellit der Ly_{α} -Linie. In Abbildung 8.1 sind die Satelliten nicht mehr einzeln identifizierbar, da die Starkverbreiterung aufgrund der hohen Dichte zur Überlappung der Linien führt.

Das erzeugte Festkörperplasma besitzt eine räumlich und zeitlich gemittelte Temperatur von 300eV. Die Dicke der aufgeheizten Schicht beträgt für den senkrechten Einfall 25-50nm.

8.2 Simulationen

Im folgenden wird kurz beschrieben, wie die experimentelle Situation in den Simulationen umgesetzt wird. Der Laserpuls wird durch einen Puls mit einer $\sin^2$ -Einhüllenden und einer maximalen Intensität von $10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$ beschrieben. Er ist 300fs (150fs FWHM) lang. Die Wellenlänge beträgt wie im Experiment 395nm.

Der Ausgangszustand wird durch ein Al^{13+} -Plasma mit Festkörperdichte und Temperatur $T = 0$ angenähert, was dem Metall mit drei Elektronen im Valenzband entsprechen soll. In Abschnitt 8.3.2 werden die im Target beobachteten Temperaturen diskutiert, die selbst im „kalten“ Bereich tief im Target sehr schnell Temperaturen im eV-Bereich erreichen. In den Simulationen wird die Wechselwirkung mit der dünnen Oberflächenschicht des Festkörpertargets anhand eines 395nm dicken Targets mit einem anfänglich

stufenförmigen Dichteprofil untersucht, was vollkommen ausreicht, um das Aufheizen auf 300eV der 25-50nm dicken Schicht zu analysieren, vergleiche Abschnitt 8.3.1. Die Dicke der aufgeheizten Schicht ist wesentlich kleiner als der Fokusbereich ($\sim 20\mu\text{m}$) und somit sollte eine eindimensionale Beschreibung, wie sie mit dem vorliegenden PIC-Code möglich ist, adäquat sein.

In den Simulationen wird mit 600 Zellen pro Laserwellenlänge und anfänglich zehn Makroionen und 30 Makroelektronen pro Zelle gearbeitet. Das Target ist genau eine Wellenlänge dick. Für den betrachteten senkrechten Einfall liegt die Gesamtrechnzeit bei über einer Woche auf einem PC mit einem 400MHz Pentium II Prozessor. Der größte Teil der Rechenzeit wird dabei für die Behandlung der Zweiteilchenstöße aufgewendet. Mit zunehmender Laserintensität oder bei schrägem Einfall des Laserpulses wird eine dickere Oberflächenschicht geheizt, und in den Simulationen muß ein dickeres Target gewählt werden, um dies beschreiben zu können. Bei gleichbleibender Anzahl an Zellen pro Wellenlänge und konstanter Anzahl an Teilchen pro Zelle bedeutet dies, daß die Rechenzeit näherungsweise linear mit der simulierten Targetdicke ansteigt. Bei dem ebenfalls experimentell untersuchten schrägen Einfall wird aufgrund einer wesentlich effizienteren Erzeugung von hochenergetischen Elektronen über den Brunel-Effekt, vergleiche Abschnitt 6.4, eine ungefähr zehnmal dickere Schicht (200-300nm) aufgeheizt als im senkrechten Fall. Die für den schrägen Einfall benötigten Rechenzeiten liegen daher in der Größenordnung von einigen Wochen und damit außerhalb des derzeit Machbaren. Eine Möglichkeit, um mehr Rechenzeit zur Verfügung zu haben, besteht darin, den vorliegenden Code zu parallelisieren und dann auf einem Parallelrechner, das ist ein Computer, der mit sehr vielen Prozessoren gleichzeitig arbeitet, einzusetzen. Mit der Parallelisierung des Codes wurde bereits begonnen.

In den Simulationen tritt numerisches Rauschen auf, siehe z.B. Abbildung 8.3, das darauf zurückzuführen ist, daß man mit einer begrenzten Anzahl an Zellen und einer limitierten Anzahl an Makroteilchen pro Zelle arbeitet. Dieses Rauschen läßt sich reduzieren, indem man mehr Zellen und Teilchen verwendet, was aber wiederum mehr Rechenzeit erfordert.

Die im folgenden präsentierten Simulationsergebnisse wurden mit einem Coulomblogarithmus von $\ln \Lambda = 5$ erzielt. Dieser Wert entspricht der Situation innerhalb des Targets mit Temperaturen um 400eV und Festkörperdichte. Für sehr heißes Material ($T_{\text{el}} \approx 1000\text{eV}$) mit einem hundertstel Festkörperdichte wie es auf der Vorderseite in dem Bereich erzeugt wird, in dem der Laser reflektiert wird, ist der Coulomblogarithmus etwas größer, er liegt bei ungefähr acht. In diesem Bereich sind die Stöße jedoch nicht wesentlich.

8.3 Ergebnisse

Die Simulationsergebnisse des PIC-Codes werden nachfolgend diskutiert und in Bezug zum Experiment gesetzt. In Abbildung 8.2 sind die Elektronen- und

Ionendichte zu drei verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Zu Beginn, bevor der Laserpuls die Oberfläche erreicht hat, liegt ein stufenförmiges Dichteprofil vor. Der Puls fällt von links auf das Plasma, das von Beginn an überkritisch ist ($n_{\text{el}} = 26n_c$), und wird reflektiert. Nach der Hälfte des Pulses ($t=150\text{fs}$) hat sich auf der Vorderseite das Dichteprofil bereits verändert, und die Elektronendichte ist aufgrund der Ionisation des Materials drastisch angestiegen. Am Ende des Laserpulses ($t=300\text{fs}$) ist deutlich zu erkennen, wie das Plasma ins Vakuum expandiert und eine Verdünnungswelle in das dichte Material läuft, siehe die Ionendichte in Abbildung 8.2. Die Dicke der aufionisierten Schicht hat sich weiter vergrößert.

Die Absorption des Laserpulses geschieht bei dem hier betrachteten senkrechten Lasereinfall über die bereits in Abschnitt 6.4 kurz angesprochene $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ -Heizung [38], bei der über die oszillierende Komponente der ponderomotiven Kraft die Elektronen geheizt werden.

In Abbildung 8.2 ist die Gesamtionendichte dargestellt, die sämtliche Ionen von Al^{3+} bis Al^{12+} beinhaltet. Al^{13+} wird nicht erzeugt. Im weiteren wird untersucht, wie sich die Gesamtionendichte aus den verschiedenen Ladungszuständen zusammensetzt.

8.3.1 Ladungszustandsverteilung

In Abbildung 8.3 ist die Ladungszustandsverteilung im Target am Ende des Laserpulses ($t=300\text{fs}$) dargestellt. In der obersten Darstellung ist die gesamte Schicht zu sehen, darunter finden sich zwei Vergrößerungen des vorderen Randschichtbereichs. Zunächst ist festzuhalten, daß auf der Rückseite des Targets der anfängliche Ladungszustand Al^{3+} immer noch dominiert, und nur ein geringer Prozentsatz wurde zu Al^{4+} aufionisiert. Es wird also in den Simulationen kein dickeres Target benötigt, um die Wechselwirkung des Lasers mit der Oberflächenschicht zu beschreiben.

Deutlich zu erkennen sind die der Al^{3+} -Schicht vorgelagerten Al^{4+} -, Al^{5+} - und Al^{6+} -Ladungszustandsschichten. Die davor liegenden Al^{7+} -, Al^{8+} -, Al^{9+} - und Al^{10+} -Schichten haben wesentlich geringere Dicken und liegen auch wesentlich näher beisammen. Der Grund dafür ist der große Temperaturgradient in diesem Bereich, siehe Abschnitt 8.3.2.

Auf der Vorderseite liegt fast ausschließlich Al^{11+} vor. Ein Teil der Al^{11+} -Schicht besitzt auch immer noch Festkörperdichte. Dieser Teilbereich der Schicht weist eine Dicke von 30-40nm auf. Darüber hinaus ist ein kleiner Prozentsatz an Al^{12+} zu erkennen. Dies ist qualitativ in Übereinstimmung mit dem Experiment, denn die Al-He_α -Emission des Al^{11+} ist wesentlich intensiver als die Al-Ly_α -Emission des Al^{12+} .

Mit Hinblick auf die Erzeugung eines heißen, dichten Plasmas ist der Bereich der Al^{11+} -Schicht mit Festkörperdichte besonders interessant. In Abbildung 8.4 sind drei Schnappschüsse des Al^{11+} -Ladungszustands zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Nach 100fs hat sich an der Targetoberfläche eine relativ dünne Al^{11+} -Schicht mit einer Dichte unterhalb der Festkörperdichte ausgebildet. Die geringe Dichte ist darauf zurückzuführen, daß das Material

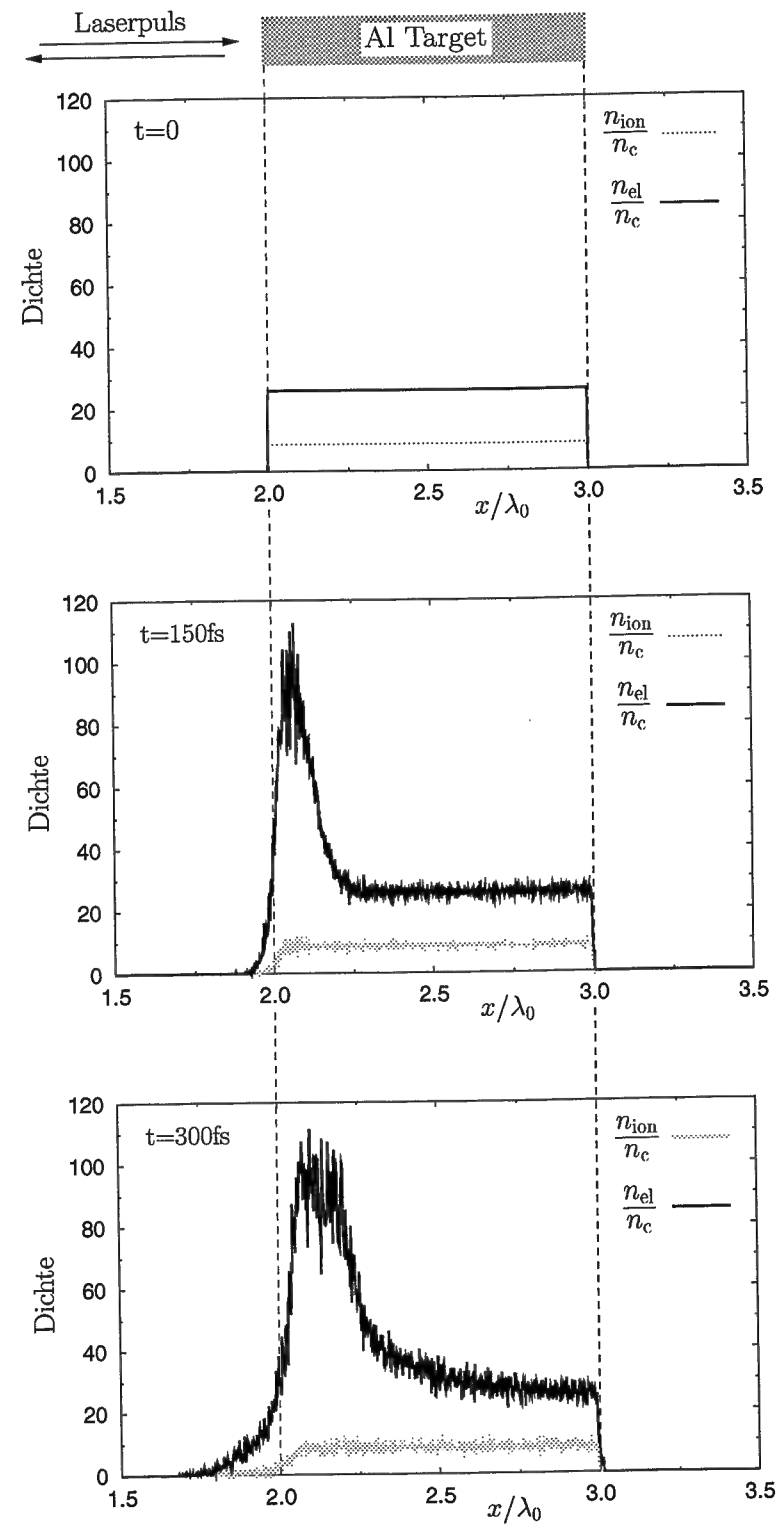


Abbildung 8.2 Die Elektronen- und Ionendichte im Target zu Beginn der Simulation, nach der Hälfte des Laserpulses und am Ende des Pulses.

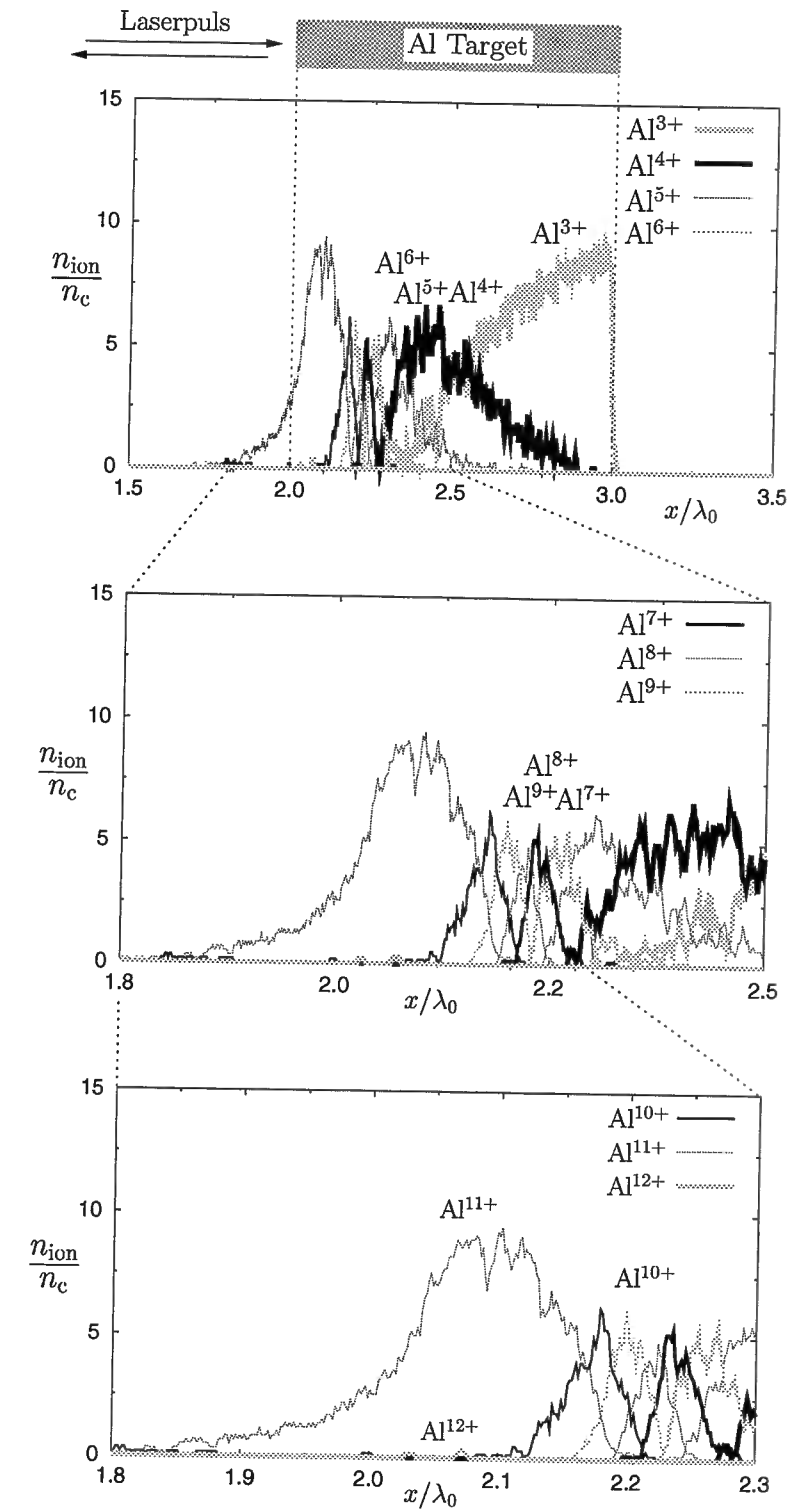


Abbildung 8.3 Die Ladungszustandsverteilung im Target am Ende des Laserpulses. Es sind zwei Vergrößerungen des vorderen Randschichtbereichs gezeigt.

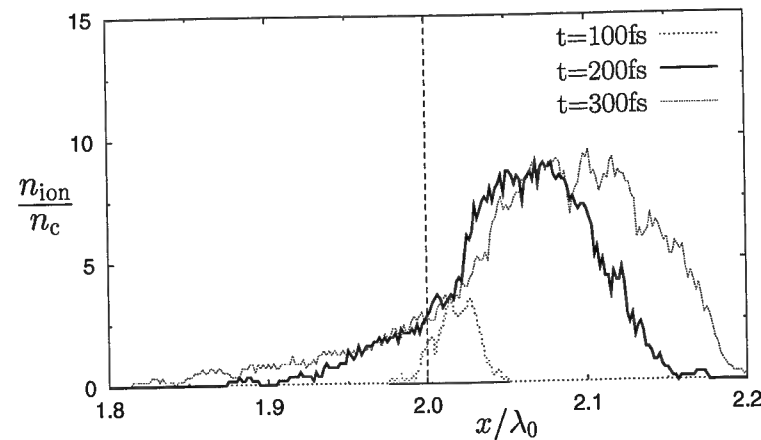


Abbildung 8.4 Die Ladungszustandsverteilung von Al^{11+} zu drei verschiedenen Zeiten. Die gestrichelte Linie deutet die anfängliche Targetoberfläche an.

in diesem Bereich noch nicht vollständig zu Al^{11+} aufionisiert wurde, und daß es zum Teil schon ins Vakuum expandiert ist. Zu späteren Zeiten ($t=200\text{fs}$) dehnt sich das Plasma schon wesentlich weiter ins Vakuum aus, und der Bereich hoher Dichte hat sich weiter von der anfänglichen Targetoberfläche entfernt. Gleichzeitig liegt jetzt eine Schicht mit Festkörperdichte vor, deren Dicke 15-20nm beträgt. Am Ende des Laserpulses hat sich der Bereich hoher Dichte noch weiter ins Target verlagert, dabei hat die Schichtdicke weiter zugenommen. Zusammenfassend ergibt sich, daß ein Plasma mit Festkörperdichte und einer Schichtdicke von 30-40nm erzeugt wurde. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der experimentell bestimmten Dicke von 25-50nm. Die in diesem Festkörperplasma auftretenden Temperaturen werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

8.3.2 Temperaturverteilung

Die Temperatur wird im PIC-Code lokal in jeder Zelle aus der Verteilungsfunktion f_α der Teilchensorte α d. h. aus der Verteilung der PIC-Teilchen im Geschwindigkeitsraum in der folgenden Weise bestimmt

$$T_\alpha(\mathbf{x}, t) = \frac{m_\alpha}{3k_B n_\alpha(\mathbf{x}, t)} \int (\mathbf{v} - \langle \mathbf{v}_\alpha \rangle)^2 f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (8.1)$$

wobei die Teilchendichte

$$n_\alpha(\mathbf{x}, t) = \int f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}, \quad (8.2)$$

die mittlere Geschwindigkeit

$$\langle \mathbf{v}_\alpha \rangle \equiv \langle \mathbf{v}_\alpha \rangle(\mathbf{x}, t) = \int \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (8.3)$$

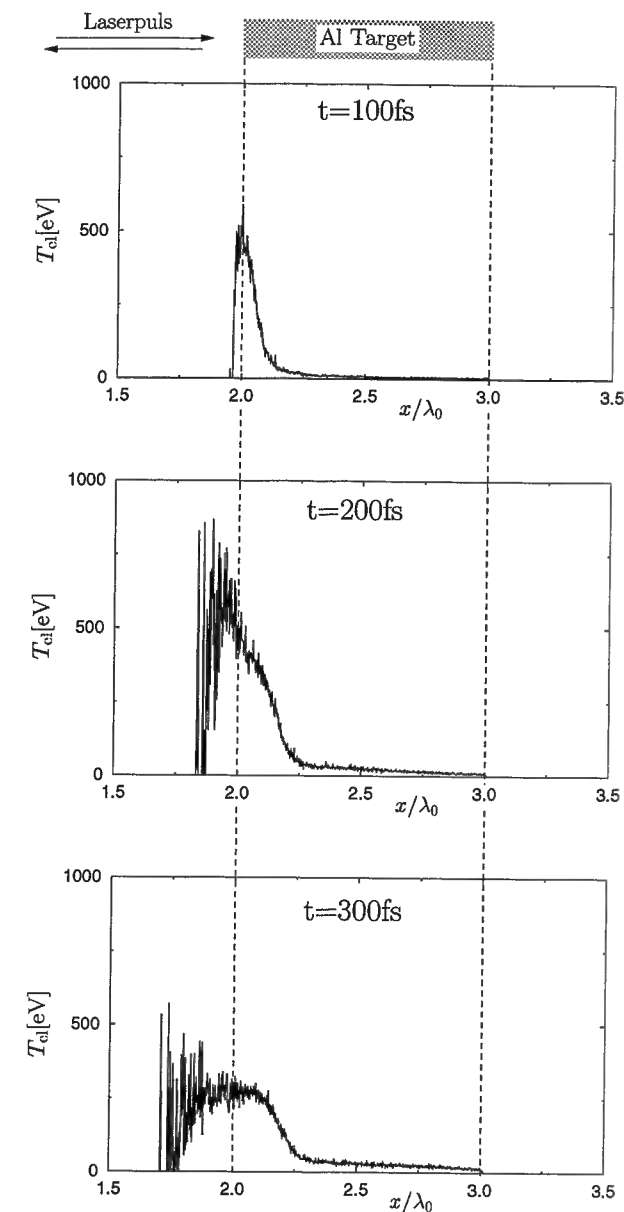


Abbildung 8.5 Die Elektronentemperatur zu drei verschiedenen Zeiten.

und m_α die Teilchenmasse ist. Diese kinetische Temperatur läßt sich immer bestimmen, auch dann, wenn kein thermisches Spektrum vorliegt.

In den Abbildungen 8.5 und 8.6 sind die auf diese Weise bestimmten Elektronen- und Ionentemperaturen zu drei verschiedenen Zeiten dargestellt. Sowohl für die Elektronen als auch für die Ionen ist deutlich erkennbar, daß die höchsten Temperaturen beim Maximum des Laserpulses ($t=150\text{fs}$) auftreten, und daß zusammen mit der Laserintensität die Temperaturen wieder abnehmen ($t=300\text{fs}$).

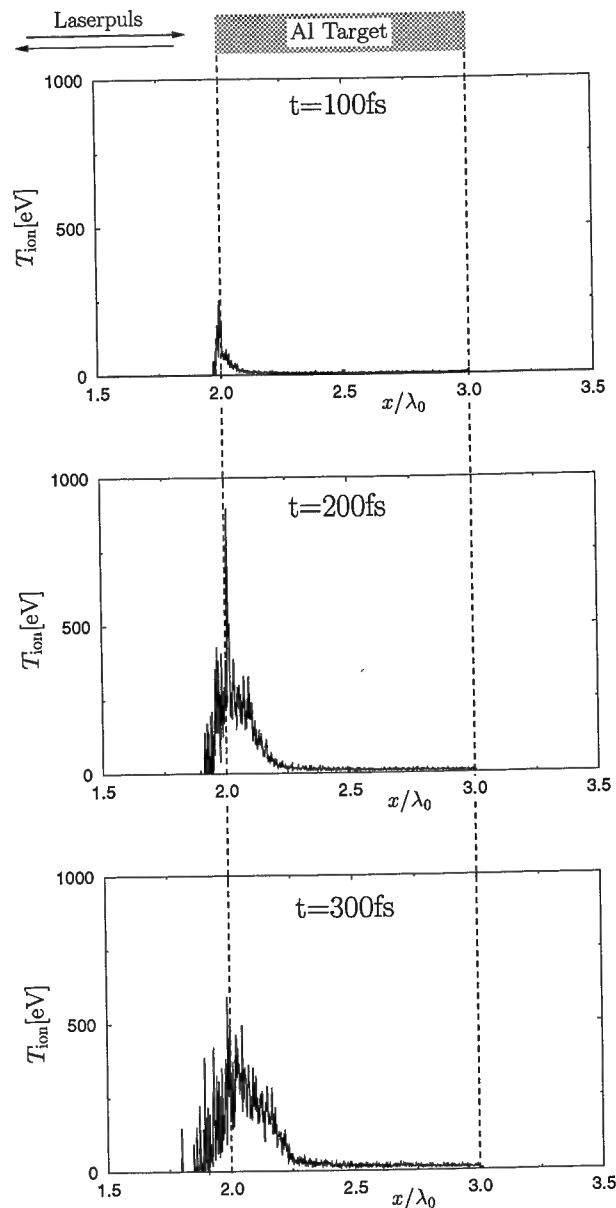


Abbildung 8.6 Die Iontemperatur zu drei verschiedenen Zeiten.

Im Fall der Elektronen treten die höchsten Temperaturen im Bereich geringer Dichte auf, das ist der Bereich vor der anfänglichen Targetoberfläche. Die Temperatur erreicht dort Werte von 600eV ($t=200\text{fs}$). Je weiter man sich jedoch von der Oberfläche entfernt, desto ungenauer wird die vom PIC-Code gelieferte Temperatur, und es entsteht der Eindruck, daß die Temperatur schließlich auf Null zurückgeht. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in diesem Bereich nicht ausreichend bzw. keine Makroteilchen mehr in den Zellen vorhanden sind, und deshalb die Auswertung der Teilcheninformationen

in diesem Bereich keine aussagekräftige Temperatur ergibt. Darüber hinaus liegt im Bereich geringer Dichte vor der anfänglichen Targetoberfläche keine thermische Verteilung vor, da der Laser in diesem Bereich seine Energie auf die Elektronen überträgt und diese dann aufgrund der geringen Dichte nicht sofort thermalisieren, sondern in das dichte Targetmaterial laufen.

Weiter innen im Target, im Bereich mit Festkörperdichte, liegt näherungsweise eine Maxwell-Verteilung vor, und die Temperatur erreicht Werte von 400eV ($t=200\text{fs}$). Auch mit der Expansion des Materials bei abnehmender Laserintensität ($t=300\text{fs}$) nimmt die Temperatur im hochdichten Bereich nur auf 250eV ab. Es liegt somit ein Festkörperplasma mit Temperaturen von bis zu 400eV vor. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der im Experiment mittels einer räumlich und zeitlich gemittelten Messung bestimmten Temperatur von 300eV.

Aus dem Vergleich der Abbildungen 8.6 und 8.5 erkennt man, insbesondere bei $t=200\text{fs}$ und $t=300\text{fs}$, daß im Bereich geringerer Dichten die Iontemperatur wesentlich kleiner ist als die der Elektronen. In dieser Region werden die Elektronen vom Laser geheizt, jedoch vollzieht sich der Energietransfer von den Elektronen zu den Ionen aufgrund von Stößen wegen der geringen Dichte nicht schnell genug. Im Bereich der hohen Dichten hingegen nähern sich die Temperaturen aneinander an. Bei $t=100\text{fs}$ ist die Iontemperatur noch wesentlich geringer als die Elektronentemperatur, steigt dann aber sehr schnell an ($t=200\text{fs}$) und ist bei $t=300\text{fs}$ ungefähr gleich der Elektronentemperatur. Diese zeitliche Angleichung der Ionen- und Elektronentemperatur ist in Übereinstimmung mit der Relaxationszeit für die Energie im dichten Material. Die Equipartitionszeit τ_E^{ie} liegt im Bereich von 100fs.

Beim Vergleich der Abbildungen 8.5 und 8.3 ist deutlich erkennbar, daß in dem Bereich des steilen Temperaturgradienten die Schichten der Ladungszustände Al^{7+} , Al^{8+} , Al^{9+} und Al^{10+} liegen. Der Temperaturbereich, in dem die einzelnen Ladungszustände existieren, ist klein. Aufgrund des großen Temperaturgradienten in diesem Bereich besitzen die Ladungszustände wesentlich geringere Schichtdicken als die tiefer im Target liegenden Zustände Al^{4+} , Al^{5+} und Al^{6+} .

8.3.3 Elektronenspektrum

In diesem Abschnitt werden die mit dem PIC-Code erzielten Elektronenspektren diskutiert. In Abbildung 8.7 ist das Energiespektrum der Elektronen zu drei verschiedenen Zeiten gezeigt. Dabei wurden alle Elektronen in der Simulationsbox berücksichtigt. Man kann jedes der drei Spektren in guter Näherung mit zwei unterschiedlichen Temperaturen beschreiben, mit einer Temperatur für den hochenergetischen und einer Temperatur für den niederenergetischen Teil des Spektrums, die ebenfalls beide eingezeichnet sind. Die maximale Temperatur des hochenergetischen Teils liegt bei ungefähr 1.5keV. Elektronen, die im hochenergetischen Teil des Spektrums liegen, also Elektronen mit Energien oberhalb von ungefähr 0.5keV werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels abkürzend als „schnelle“ oder auch „heiße Elektronen“

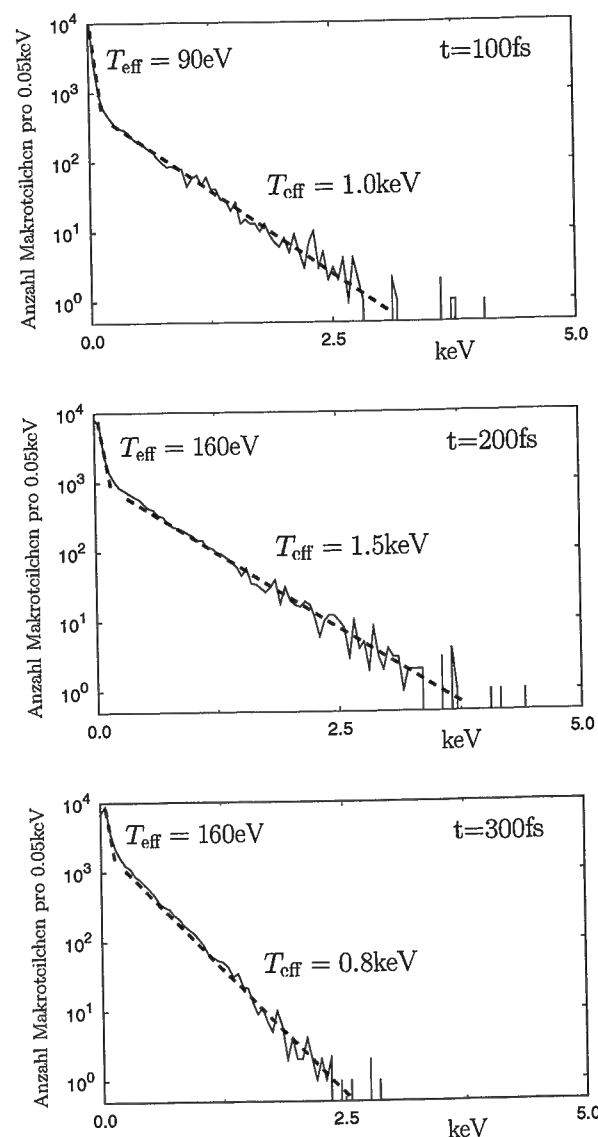


Abbildung 8.7 Das Elektronenspektrum zu drei verschiedenen Zeiten. Dabei wurden alle Elektronen in der Simulationsbox berücksichtigt. Man kann jedes der drei Spektren in guter Näherung mit zwei unterschiedlichen Temperaturen beschreiben, mit einer Temperatur für den hochenergetischen und einer Temperatur für den niederenergetischen Teil des Spektrums, die ebenfalls beide eingezeichnet sind.

bezeichnet. Absolut gesehen, liegen die meisten Elektronen im niederenergetischen Teil des Spektrums mit Energien unterhalb von 0.5keV. Die Temperatur dieses niederenergetischen Teils des Spektrums bewegt sich in der Größenordnung von 100eV und stellt gewissermaßen einen Mittelwert der ortsabhängigen Elektronentemperatur über die gesamte Schicht dar, vergleiche dazu die Temperaturverteilungen in Abbildung 8.5 in Abschnitt 8.3.2.

Die Elektronenenergien erreichen maximal 5keV. Diese treten auf, wenn die Laserintensität ihr Maximum erreicht. Mit abnehmender Laserintensität nehmen auch die auftretenden Maximalenergien wieder ab ($t=300\text{fs}$). Es ist deutlich zu erkennen, daß die Anzahl der verwendeten Makroteilchen nicht ausreicht, um den höherenergetischen Teil des Spektrums ausreichend aufzulösen. Es ist zu erwarten, daß mit einer besseren Auflösung auch noch höhere Energien zu beobachten wären.

8.3.4 Elektrische Felder und Potential

Es folgt eine kurze Beschreibung der elektrischen Felder auf der Vorderseite des Targets und des damit verbundenen elektrischen Potentials, das eine wichtige Rolle beim Elektronentransport in das Target spielt. In Abbildung 8.8 sind die Elektronen- und Ionendichte auf der Vorderseite des Targets beim Maximum des Laserpulses dargestellt ($t=150\text{fs}$). Darunter sieht man die elektrischen Feldkomponenten in demselben Bereich. Die y -Richtung ist die Polarisationsrichtung des Laserpulses. Der Puls wird an der kritischen Dichte reflektiert, und es baut sich die deutlich erkennbare stehende Welle vor dem Target auf.

In der untersten Darstellung von Abbildung 8.8 ist das zugehörige elektrische Potential Φ gezeigt, $\Phi(x) = \int_0^x E_x(x') dx'$. Im Bereich vor der anfänglichen Targetoberfläche ($x/\lambda_0 < 2$) liegt ein Plasma mit einer Dichte weit unterhalb der Festkörperdichte vor, in dem die Elektronentemperatur wesentlich größer ist als die Ionentemperatur, vergleiche Abbildungen 8.5 und 8.6. Die heißen Elektronen versuchen sich von den Ionen zu lösen und aus dem Target hinauszulaufen in Richtung des einfallenden Lasers. Sie werden jedoch von den Ionen aufgrund der sich aufbauenden Ladungstrennungsfelder zurückgehalten. Darüberhinaus übt auch der Lichtdruck des Laserpulses eine in das Target gerichtete Kraft auf die Elektronen aus. Insgesamt stellt sich eine Situation ein, bei der ein kleiner Anteil an Elektronen sich im Vakuum vor dem Ionendichtegradient befindet, d.h. die Feldkomponente E_x ist negativ in diesem Bereich. Dabei bildet sich ein Potential aus, das die Elektronen zurück in das Target zieht. Das Potential weist in diesem Bereich ($x/\lambda_0 < 2.1$) einen negativen Gradienten auf, $\frac{\partial \Phi}{\partial x} < 0$.

Im Bereich innerhalb der anfänglichen Targetoberfläche ($x/\lambda_0 > 2.1$) ist das elektrische Feld E_x entgegengesetzt gerichtet, so daß die Elektronen ein Potential überwinden müssen, wenn sie von der Vorderseite in das Target hineinlaufen, $\frac{\partial \Phi}{\partial x} > 0$. Die Barriere beträgt hier ungefähr 1.5kV. Somit können nur die höher energetischen Elektronen mit Energien von einigen keV, vergleiche das Spektrum zum Zeitpunkt $t=200\text{fs}$ in Abbildung 8.7, tiefer in das Target hineinlaufen, wobei sie durch die Stöße abgebremst werden, dabei ihre Energie abgeben und schließlich thermalisieren und nicht mehr weiter vordringen können. Der Energietransport in das Target und der Beitrag, den die schnellen Elektronen dazu leisten, wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

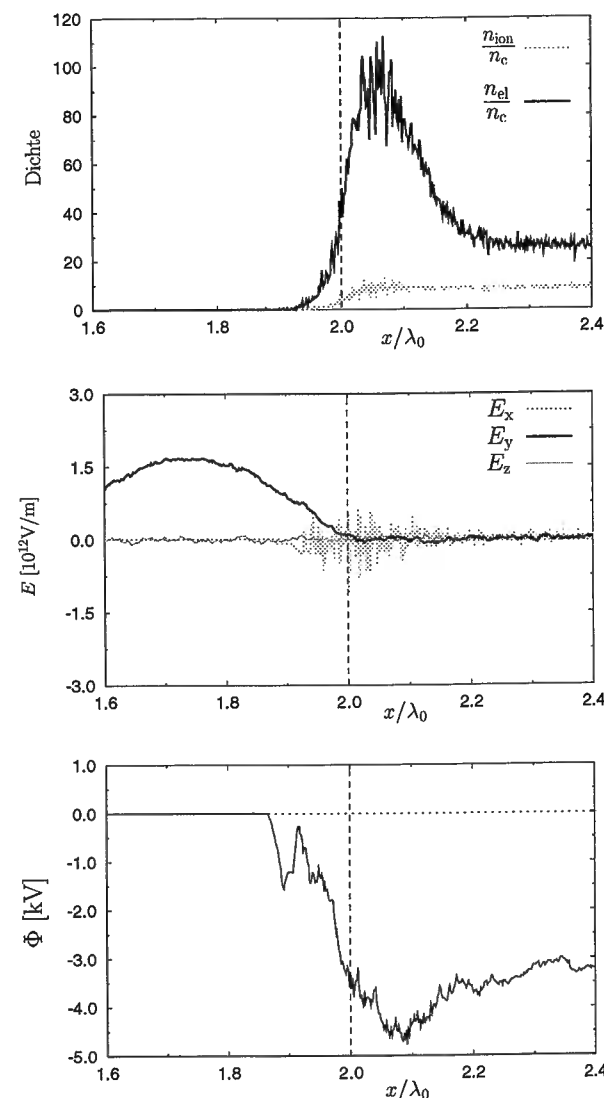


Abbildung 8.8 Dargestellt sind ganz oben die Elektronen- und Ionendichte, darunter die elektrischen Feldkomponenten und schließlich das elektrische Potential auf der Vorderseite des Targets beim Maximum des Laserpulses. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die anfängliche Targetoberfläche. Die y -Richtung ist die Polarisationsrichtung des Laserpulses, der an der kritischen Dichte reflektiert wird. Es baut sich eine stehende Welle auf. Elektronen auf der Vorderseite des Targets ($x/\lambda_0 \approx 2.1$) müssen auf ihrem Weg in das Target eine Potentialbarriere von ungefähr 1.5 kV überwinden.

8.3.5 Wärmetransport

Im Mittelpunkt dieses Abschnitts steht die Analyse des Energietransports in das dichte Targetmaterial und die Frage, inwieweit der Transport diffusiv

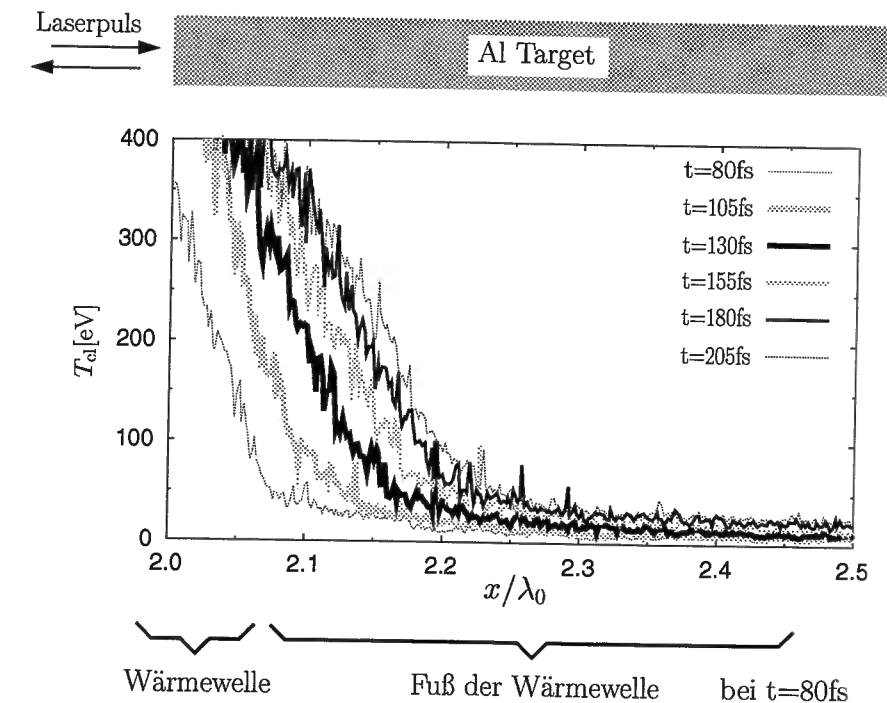


Abbildung 8.9 Dargestellt sind sechs Schnappschüsse der Elektronentemperatur. Die im weiteren Verlauf dieses Abschnitts zur Kennzeichnung unterschiedlicher räumlicher Bereiche im Temperaturprofil verwendeten Begriffe „Wärmewelle“ und „Fuß der Wärmewelle“ sind für den Temperaturverlauf zum Zeitpunkt $t=80\text{fs}$ angegeben. Der steile Temperaturgradient wird als Wärmewelle und der Bereich vor dem Gradienten als Fuß der Wärmewelle bezeichnet. Der sich in den Festkörper verschiebende Temperaturgradient ist deutlich zu erkennen. Mit abnehmender Laserintensität verkleinert sich dessen Ausbreitungsgeschwindigkeit. Erkennbar ist auch der nicht-lokale Wärmetransport durch schnelle Elektronen im Bereich des Fußes der Wärmewelle.

beschrieben werden kann, und welche Bedeutung den kinetischen Effekten zukommt.

In Abbildung 8.9 sind sechs Schnappschüsse der Elektronentemperatur dargestellt, die jeweils durch ein Zeitintervall $\Delta t=25\text{fs}$ voneinander getrennt sind. Deutlich zu erkennen ist der steile Temperaturgradient, der sich in das Target verschiebt. Diese in das Target propagierende Temperaturfront wird im weiteren als „Wärmewelle“ und der Bereich vor dem Gradienten als „Fuß der Wärmewelle“ bezeichnet, für den Zeitpunkt $t=80\text{fs}$ sind diese beiden Bereiche in der Abbildung 8.9 gekennzeichnet. Sobald die Laserintensität abnimmt ($t>150\text{fs}$), verringert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Temperaturfront drastisch, und die Wärmewelle kommt praktisch zum Stillstand.

Von Interesse ist auch der Bereich im Target, den die Wärmewelle noch nicht erreicht hat. In Abbildung 8.9 ist der nicht-lokale Wärmetransport in

den Bereich vor dem großen Temperaturgradienten zu erkennen, der auch als Targetvorheizen bezeichnet wird. Die Temperatur in diesem vorgelagerten Fuß nimmt mit zunehmender Tiefe ab, wächst jedoch zeitlich kontinuierlich an. Dieser Temperaturanstieg ist auf den Transport von heißen Elektronen zurückzuführen, die aus dem Bereich mit hohen Temperaturen in den Bereich geringerer Temperatur propagieren und dort aufgrund von Stößen ihre Energie abgeben und thermalisieren. Diese Form des Energietransports durch schnelle Elektronen wird als nicht-lokaler Wärmetransport bezeichnet.

Um herauszufinden, inwieweit der Wärmetransport in das Target noch diffusiv beschrieben werden kann, werden im folgenden die PIC-Resultate mit einer Hydro-Diffusions-Beschreibung verglichen. Dazu wird der Hydrocode MULTI-fs [45] verwendet, der eine speziell für die Simulation von fs-Laser-Plasma-Wechselwirkung erweiterte Version des von Ramis *et al.* [46] entwickelten Programms MULTI ist. Dabei werden die hydrodynamischen Grundgleichungen in Lagrangekoordinaten in einer räumlichen Dimension gelöst. Das Plasma wird im Einflüssigkeitsmodell beschrieben, d. h. es tritt keine Ladungstrennung auf, und somit werden elektrische Felder nicht explizit berücksichtigt. Dies bedeutet, daß kollektive Effekte wie z. B. die Anregung von Plasmawellen in der hydrodynamischen Beschreibung nicht enthalten sind.

In MULTI-fs wird angenommen, daß sich das Plasma im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Dabei wird mit getrennten Elektronen- und Ionentemperaturen gearbeitet und jeweils eine eigene Energiegleichung gelöst. Im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht liegt zu jeder Zeit an jedem Ort eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung vor, deren Temperatur allerdings vom Ort abhängt und Gradienten aufweist. Somit sind Abweichungen von der Maxwell-Verteilung z. B. in Form von schnellen Elektronen, wie sie im Elektronenspektrum zu beobachten sind, siehe Abschnitt 8.3.3, nicht enthalten. Dies ist für die hier betrachtete experimentelle Situation aber nur eine äußerst grobe Näherung und als solche auch nur im dichten Teil des Targets gültig.

Das Aufheizen des dichten Materials geschieht im Diffusionsbild aufgrund von elektronischer Wärmeleitung. Sie wird in MULTI-fs als diffusiver Wärmetransport beschrieben [47]

$$Q = -\kappa \frac{\partial T_{el}}{\partial x} \quad (8.4)$$

mit $\kappa = \frac{4T_{el}^{5/2}}{Ze^4 \sqrt{m_{el}} \ln \Lambda}$ nach Spitzer-Härm. Gleichung (8.4) ist gültig, solange die mittlere freie Weglänge der Elektronen wesentlich kleiner ist als die Gradientenlänge $\frac{T_{el}}{|\nabla T_{el}|}$. Ist diese Bedingung verletzt, dann liefert Gleichung (8.4) einen viel zu großen Wärmestrom. Dieser Zusammenbruch der klassischen Wärmeleitung ist für Laser-Plasma-Experimente wie dem hier diskutierten relevant und wird im Hydrocode folgendermaßen „repariert“ [48]

$$Q = \min \left\{ \kappa \frac{\partial T_{el}}{\partial x}, f n_{el} k_B T_{el} v_{th} \right\}, \quad (8.5)$$

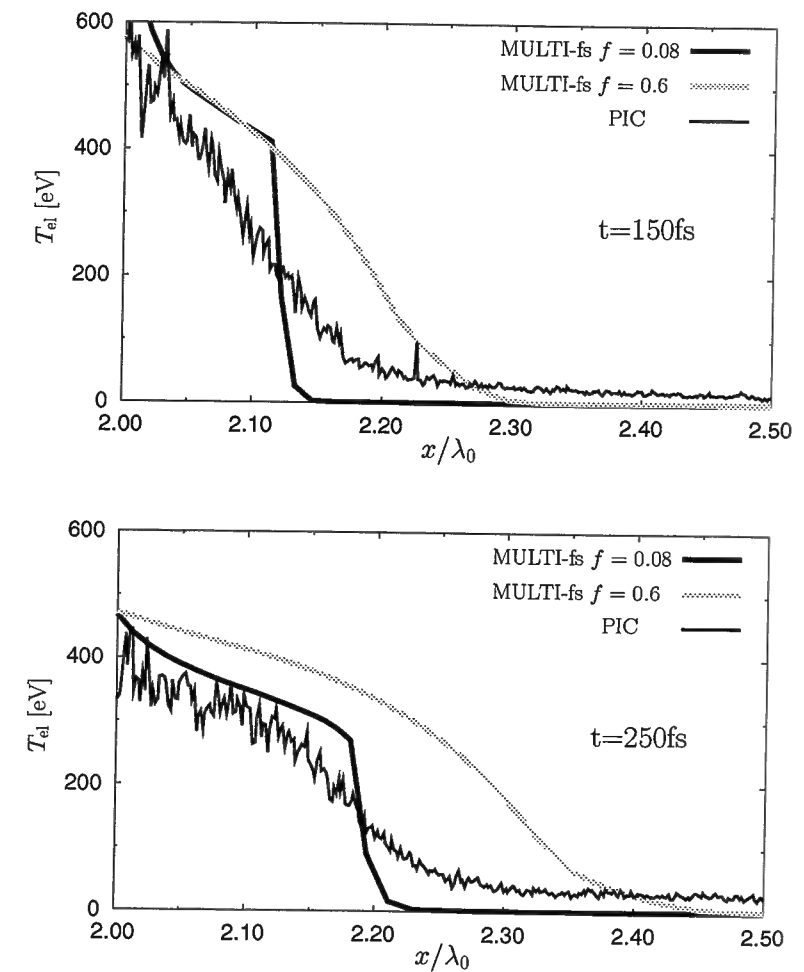


Abbildung 8.10 Dargestellt sind die Temperaturprofile zu zwei verschiedenen Zeitpunkten, einerseits die MULTI-fs-Ergebnisse mit den Flußbegrenzungsfaktoren $f = 0.08$ und $f = 0.6$, sowie der PIC-Temperaturverlauf. Die Wärmefront dringt in der PIC-Simulation wesentlich tiefer in das Target ein als im Fall der Hydrosimulation mit einem Flußbegrenzungsfaktor von $f = 0.08$. Die anfängliche Targetoberfläche lag bei $x/\lambda_0 = 2$.

wobei f ein konstanter Faktor ist, der angepaßt wird. Er wird als Flußbegrenzungsfaktor bezeichnet. Dies ist ein sehr primitives Modell zur Beschreibung des Wärmestroms. Der maximale Energiefluß, der von Elektronen mit einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung getragen wird, ist $0.6 n_{el} k_B T_{el} v_{th}$. Deshalb ist $f = 0.6$ eine obere Grenze für den Flußbegrenzungsfaktor f . Detaillierte Untersuchungen auf der Basis der Fokker-Planck-Gleichung haben ergeben, daß sich der Wärmefluß bei ungefähr $0.1 n_{el} k_B T_{el} v_{th}$ sättigt [49]. Ein Flußbegrenzungsfaktor von $f \approx 0.1$ ist auch in Übereinstimmung mit Laserplasma-Experimenten mit Pulsen im Nanosekunden-Bereich.

Saemann *et al.* verwenden zur Interpretation ihrer experimentellen Ergebnisse Simulationen mit MULTI-fs. Dabei zeigt sich, daß für die hier betrachteten Experimente mit Pulsen im fs-Bereich eine bessere Übereinstimmung zwischen dem Experiment und den Simulationen mit einem Flußbegrenzungsfaktor von $f = 0.6$ erreicht wird.

Für einen direkten Vergleich zwischen PIC- und MULTI-fs-Resultaten sind in Abbildung 8.10 die Temperaturprofile zu zwei verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Es sind jeweils die beiden MULTI-fs-Kurven für $f = 0.08$ und $f = 0.6$ und der PIC-Temperaturverlauf gezeigt. Es ist deutlich erkennbar, daß mit $f = 0.6$ eine wesentlich dickere Schicht aufgeheizt wird als im Fall mit der stärkeren Flußbegrenzung von $f = 0.08$. Die vom PIC-Code gelieferte Wärmefront dringt deutlich weiter in das Target ein, als die Wärmewelle mit dem Flußbegrenzungsfaktor $f = 0.08$. Der nicht-lokale Wärmetransport, der als kinetischer Effekt nicht in MULTI-fs enthalten ist, erklärt das experimentell beobachtete tiefere Eindringen der Wärmewelle. Die Eindringtiefe wird im Experiment, wie in Abschnitt 8.1 beschrieben, mit Hilfe von geschichteten Targets bestimmt, bei denen eine dünne Al-Schicht auf ein NaCl-Substrat aufgedampft ist. In MULTI-fs-Simulationen kann das vorliegende Experiment nur durch ad hoc Anpassung des Flußbegrenzungsfaktors auf $f = 0.6$ beschrieben werden, während die in dieser Arbeit durchgeführte PIC-Simulation die Ergebnisse in natürlicher Weise ohne ad hoc Parameter zu erklären gestattet.

In Abbildung 8.11 ist neben dem Temperaturverlauf der zugehörige Wärmestrom der Elektronen Q_x entlang der Targetnormalen beim Maximum des Laserpulses dargestellt. Der Wärmestrom wird in der PIC-Simulation wiederum aus der Verteilungsfunktion bestimmt

$$Q_{\alpha x} = \frac{1}{2} m_{\alpha} \int v^2 v_x f_{\alpha}(x, v, t) dv, \quad (8.6)$$

vergleiche Abschnitt 8.3.2. Der Wärmestrom der Hydrosimulationen ist der diffusive Wärmestrom gemäß der klassischen Transportgleichung, bestimmt aus der Temperaturverteilung im Target. Der Wärmestrom in der PIC-Simulation ist bis zu einer Tiefe von $x/\lambda_0 = 2.2$ deutlich erkennbar und selbst in einer Tiefe von $2.25 < x/\lambda_0 < 2.30$ ist noch ein geringer Wärmestrom zu erkennen, der auf schnelle Elektronen zurückzuführen ist, die bis zu dieser Tiefe in das Target vorgedrungen sind. Um die Frage zu klären, welcher Beitrag zum Wärmestrom von den schnellen Elektronen geleistet wird, ist in Abbildung 8.12 der Wärmestrombeitrag q_x als Funktion des Geschwindigkeitsbetrags $v = |v|$ beim Maximum des Laserpulses dargestellt. Der Gesamtwärmestrom ist dann gegeben durch $Q_x = \int_0^{\infty} q_x(v) dv$. Die Kurve der PIC-Simulation berücksichtigt alle Elektronen im Bereich $2.05 < x/\lambda_0 < 2.15$, in dem die Temperatur linear abfällt und das Plasma noch Festkörperdichte besitzt. Es wäre wünschenswert, ein noch kleineres Intervall zu wählen und q_x bestenfalls sogar für jede einzelne Zelle zu bestimmen, aber dafür reicht die Auflösung im PIC-Code derzeit nicht aus. Die analytische Kurve in Abbildung 8.12 ist das klassische Spitzer-Härm Re-

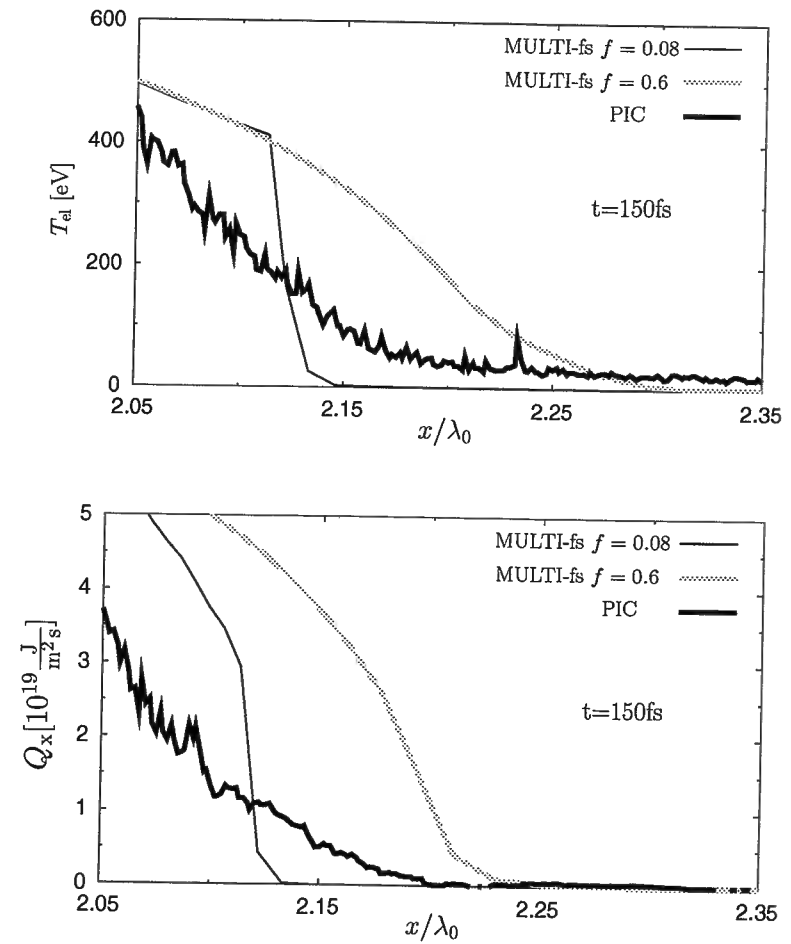


Abbildung 8.11 Neben dem Temperaturverlauf im Target ist der zugehörige Wärmestrom der Elektronen Q_x entlang der Targetnormalen beim Maximum des Laserpulses dargestellt. Der Wärmestrom in der PIC-Simulation ist bis zu einer Tiefe von $x/\lambda_0 = 2.2$ deutlich erkennbar und selbst in einer Tiefe von $2.25 < x/\lambda_0 < 2.30$ ist noch ein geringer Wärmestrom zu erkennen, der auf schnelle Elektronen zurückzuführen ist, die bis zu dieser Tiefe in das Target vorgedrungen sind.

sultat [47,48] für die Parameter im Zentrum des gewählten Intervalls, d. h. für $T_{el} = 260\text{eV}$ und $\frac{\partial T_{el}}{\partial x} = -8.1 \frac{\text{eV}}{\text{nm}}$. Der klassische Wärmestrombeitrag hat die Form $q_x(v) \sim \frac{\partial T_{el}}{\partial x} T_{el}^{-3/2} v^9 \exp(-\frac{m_{el} v^2}{2 T_{el}}) [\frac{8 m_{el}}{T_{el}} - \frac{v^2 m_{el}^2}{T_{el}^2}]$. Man erkennt, daß das PIC-Resultat wie im Fall der thermischen Verteilung einen negativen Wärmestrombeitrag bei kleineren Geschwindigkeiten ($0.03 < v_x/c < 0.07$) und einen positiven Beitrag bei größeren Geschwindigkeiten ($0.07 < v_x/c < 0.15$) liefert. Der negative Wärmestrombeitrag kommt durch einen Rückstrom bei kleinen Geschwindigkeiten zustande. Der Rückstrom wird durch das elektrische Feld getrieben, das sich aufbaut, um die Ladungsneutralität aufrecht zu erhalten. Auffallend ist die Abweichung des PIC-Resultats vom Spitzer-Härm

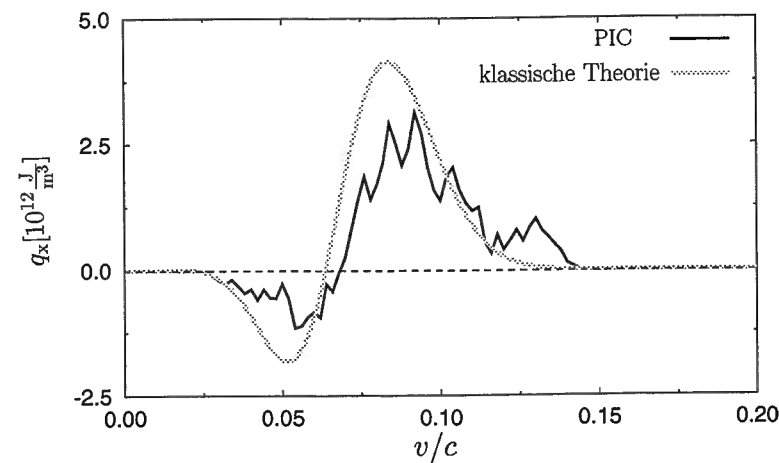


Abbildung 8.12 Der Wärmestrombeitrag q_x als Funktion des Geschwindigkeitsbeitrags $v = |v|$ beim Maximum des Laserpulses, $Q_x = \int_0^\infty q_x(v) dv$. Die analytische Kurve ist das klassische Spitzer-Härm Resultat. Bei Geschwindigkeiten oberhalb von $0.12c$ steigt der Wärmestrombeitrag abweichend von der klassischen Theorie wieder an. Dies ist der Wärmestrombeitrag der schnellen Elektronen.

Resultat bei hohen Geschwindigkeiten. Für Geschwindigkeiten oberhalb von $0.12c$ steigt q_x im Gegensatz zur klassischen Theorie wieder an. Dies ist der Wärmestrombeitrag der schnellen Elektronen. Der Energietransport in das Target besteht also aus einem diffusiven Anteil, der sich annähernd thermisch mit einer Temperatur beschreiben läßt, und einem kinetischen Beitrag, der von schnellen Elektronen herrührt.

Um die schnellen Elektronen auf ihrem Weg in das Target direkt identifizieren zu können, ist in Abbildung 8.13 ein Schnappschuß der Elektronenverteilung im $(x-v_x)$ -Phasenraum beim Maximum des Laserpulses dargestellt. Die gewählten Koordinaten sind einmal die Ortskoordinate x und die Geschwindigkeitskomponente v_x entlang der Laserausbreitungsrichtung bzw. Targetnormalen. Auffällig ist zunächst einmal, daß in dieser Situation keine deutlich erkennbaren Elektronenjets auftreten, wie sie in Abschnitt 6.4 ausführlich diskutiert wurden, vergleiche Abbildung 6.12, sondern die Verteilung nahezu symmetrisch ist bezüglich $v_x = 0$, wie man es für ein thermisches Plasma erwartet. Die Verteilung ist allerdings nicht perfekt symmetrisch. Bei den vorwärtsgerichteten Elektronen ($v_x > 0$) treten Geschwindigkeiten bis zu $0.13c$ auf, für negative v_x sind die maximalen Geschwindigkeiten deutlich geringer. Der Überhang an schnellen Elektronen mit positiver v_x -Komponente ist in der Abbildung 8.13 aber nur für Geschwindigkeiten nahe der maximalen Geschwindigkeiten klar identifizierbar. Um einen detaillierteren Einblick in den Elektronenphasenraum zu erhalten ist in Abbildung 8.14 die Elektronenverteilung im Phasenraum beim Maximum des Laserpulses mit den Koordinaten v_x und $v_s = \sqrt{v_y^2 + v_z^2}$ dargestellt, v_s ist die transversa-

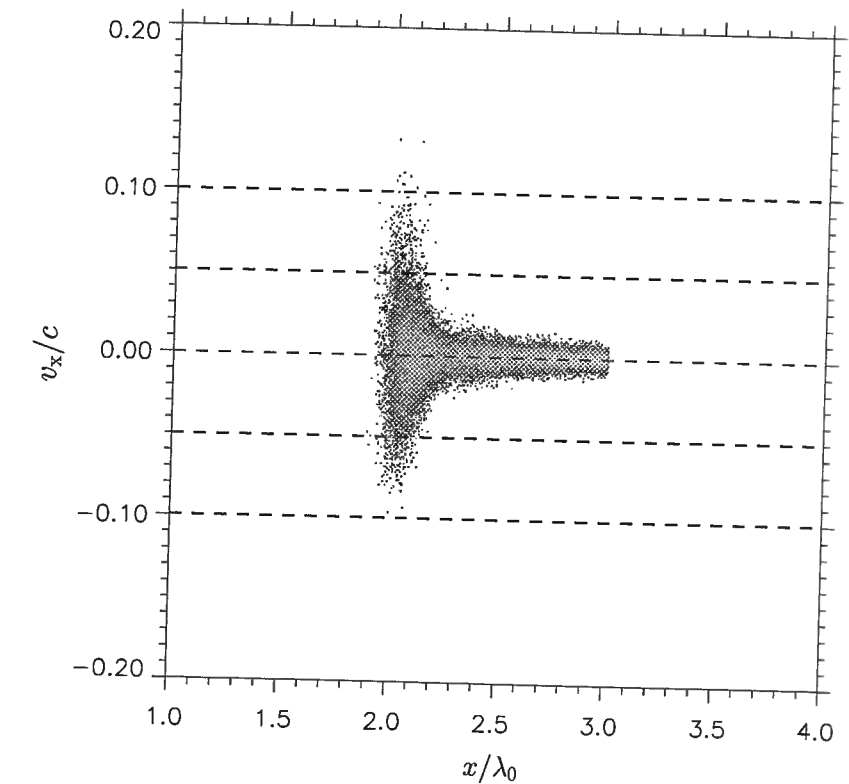


Abbildung 8.13 Ein Schnappschuß der Elektronenverteilung im $(x-v_x)$ -Phasenraum beim Maximum des Laserpulses. Die gewählten Koordinaten sind einmal die Ortskoordinate x und die Geschwindigkeitskomponente v_x . Die Verteilung ist allerdings nicht perfekt symmetrisch bezüglich $v_x = 0$, wie man es für ein thermisches Plasma erwartet. Bei den vorwärtsgerichteten Elektronen ($v_x > 0$) treten Geschwindigkeiten bis zu $0.13c$ auf, für negative v_x sind die maximalen Geschwindigkeiten deutlich geringer.

le Geschwindigkeitskomponente. Dabei wurde die gesamte Schicht in sechs Bereiche (I-VI) unterteilt, vergleiche die Elektronentemperaturverteilung in Abbildung 8.14, und für jeden separat die Phasenraumverteilung bestimmt. Im Bereich I, dem Bereich, in dem der Laser absorbiert wird, und die schnellen Elektronen erzeugt werden, ist die Dichte unterhalb der Festkörperdichte und die Temperaturen erreichen hier ihr Maximum. In den Bereichen II und III besitzt das Material Festkörperdichte und die Temperatur fällt linear ab. Der Bereich IV ist der Übergang zum Fuß der Wärmewelle. Der erste Teil des Fußes der Wärmewelle liegt im Bereich V, und der Bereich VI umfaßt den hinteren Teil des Targets. Jedes Elektron wird in der Phasenraumdarstellung an einer Stelle häufen, dann wird mit zunehmender Anzahl an Elektronen ein hellerer Grauton gewählt, wie es z. B. im Bereich VI nahe des Ursprungs

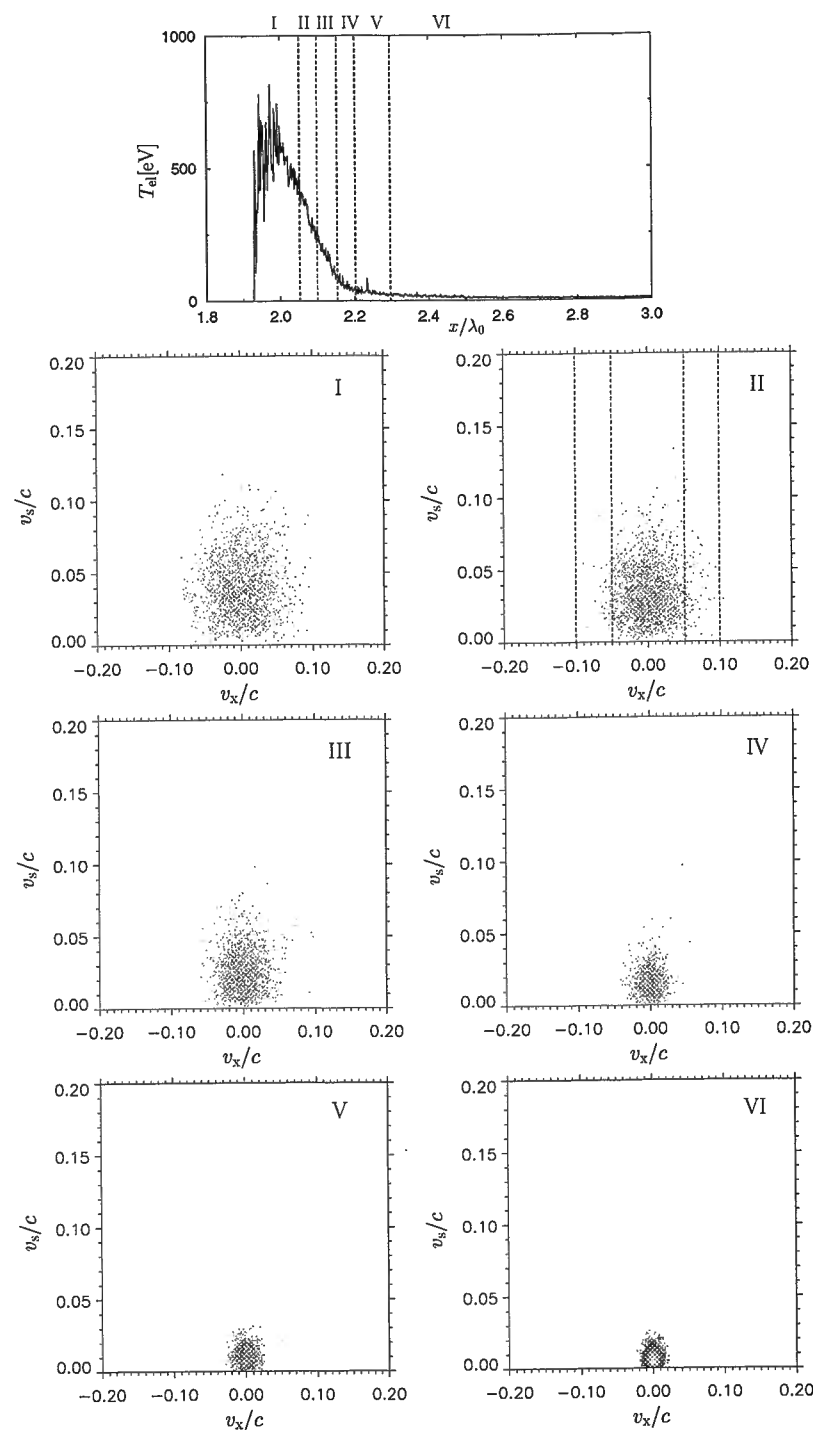


Abbildung 8.14 Dargestellt ist die Elektronenverteilung im Phasenraum beim Maximum des Laserpulses mit den Koordinaten v_x und $v_y = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ in den Bereichen I-VI. Dabei wird jedes Elektron durch einen schwarzen Punkt markiert und wenn sich mehrere Elektronen an einer Stelle häufen, dann wird mit zunehmender Anzahl an Elektronen ein hellerer Grauton gewählt, wie es z. B. im Bereich VI nahe des Ursprungs zu sehen ist. In allen sechs Bereichen ist die Verteilung symmetrisch bezüglich $v_x = 0$. Abweichungen von der Symmetrie sind nur sehr schwer zu erkennen, z. B. im Bereich II, in den vier Hilfslinien eingezeichnet sind.

zu sehen ist.

Eine thermische Verteilung besitzt in dieser Darstellung eine Form ähnlich der im Bereich VI. Sie ist symmetrisch bezüglich $v_x = 0$ und für festes v_x ist die Verteilungsfunktion proportional zu $v_y \exp(-\frac{m_e v_y^2}{2k_B T_{el}})$, d. h. sie steigt zunächst linear an und fällt dann exponentiell ab. In allen sechs Bereichen ist die Verteilung der Elektronen im Phasenraum symmetrisch bezüglich $v_x = 0$. Abweichungen von der Symmetrie sind nur sehr schwer zu erkennen, z. B. im Bereich II. Man hat es also mit einer Situation zu tun, die sich näherungsweise thermisch beschreiben läßt. Je tiefer die betrachtete Schicht im Target liegt, desto stärker ist die Verteilungsfunktion, entsprechend der geringeren Temperatur, bei kleineren Geschwindigkeiten lokalisiert. D. h. auch die Elektronen mit den höchsten anfänglichen Energien geben auf ihrem Weg in das Target kontinuierlich Energie ab.

Zusammenfassend ergibt sich, daß man es in dem hier vorliegenden Experiment mit einem Plasma zu tun hat, das im Bereich mit Festkörperdichte eine thermische Verteilung besitzt, mit einer kleinen hochenergetischen Komponente, die in das Target gerichtet ist und einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zum Wärmetransport liefert. Dies ist zum Teil in den Abbildungen 8.12 und 8.13 sichtbar.

8.3.6 Absorption

Die in der PIC-Simulation bestimmte Absorption für den hier betrachteten senkrechten Einfall bei 10^{17} W/cm^2 beträgt $(6 \pm 2)\%$. Aus dem Experiment ergibt sich eine Absorption von $(7 \pm 1)\%$. Ungefähr 25% der absorbierten Energie (1.6% der Pulsenergie) wird zur Ionisation des Materials aufgewendet, und zwar finden ausschließlich Elektronenstoßionisationsprozesse statt. Überraschenderweise treten Feldionisationsprozesse während der gesamten Laser-Target-Wechselwirkung an keiner Stelle im Target auf. Das anfängliche Aluminiumtarget wird, wie bereits oben erläutert, durch ein Al^{3+} -Plasma angenähert, und die im Laserfeld oszillierenden Elektronen ionisieren das Material noch bevor es zur Feldionisation im Laserfeld kommen kann.

Die Bedeutung der Ionisation sei an dieser Stelle betont. PIC-Codes ohne implementierte Ionisation, die mit einem vollständig vorionisierten Plasma arbeiten und das Gros der publizierten PIC-Resultate ausmachen, bestimmen die Absorption in dem hier betrachteten Fall mit einem Fehler in der Größenordnung von 25%.

Es ist von großem Interesse die Absorption als Funktion der Intensität zu bestimmen. In Abbildung 8.15 ist die mit dem PIC-Code bestimmte Absorption für Intensitäten von 10^{16} , 10^{17} und 10^{18} W/cm^2 aufgetragen. Die Absorption nimmt mit zunehmender Laserintensität von 13% auf 6% ab. Die experimentellen Daten stammen von Price *et al.* [50] und wurden mit einem 120fs Lasersystem gemessen. Bei 10^{17} und 10^{18} W/cm^2 ist die experimentell bestimmte Absorption größer als die in den PIC-Simulationen berechnete. Dies ist sehr wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß im Experiment der

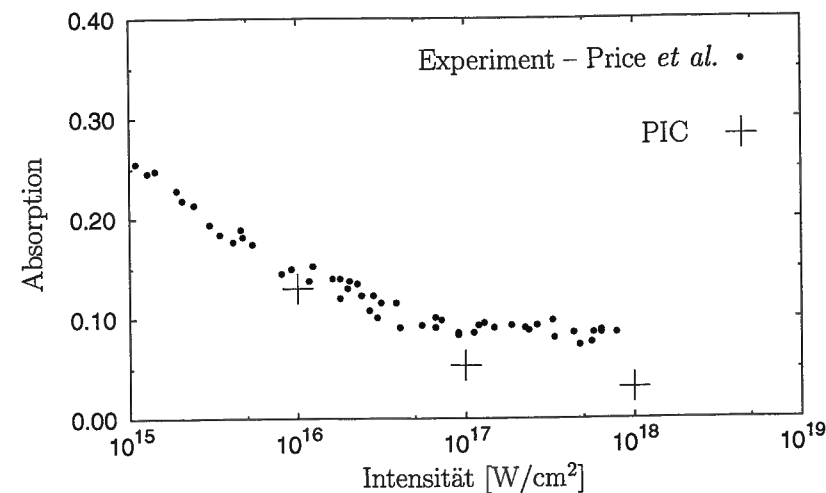


Abbildung 8.15 Die mit dem PIC-Code bestimmte Absorption für Intensitäten von 10^{16} , 10^{17} und 10^{18} W/cm² bei senkrechtem Einfall. Die experimentellen Daten stammen von Price *et al.* [50].

Laserpuls auf die Targetoberfläche fokussiert wird und deshalb eine Feldkomponente senkrecht zur Targetoberfläche besitzt. Dann kommt es zu der in Abschnitt 6.4 diskutierten Absorption über den Brunel-Effekt. In den PIC-Simulationen wird der Laserpuls als ebene Welle beschrieben, die keine Feldkomponenten senkrecht zur Targetoberfläche besitzt. Deshalb wird die durch die Fokussierung hervorgerufene Absorption nicht berücksichtigt.

Aufgrund des großen Rechenzeitbedarfs, siehe Abschnitt 8.2, ist es derzeit nicht möglich zu noch höheren Intensitäten zu gehen. Man erwartet, daß der Einfluß der kinetischen Effekte und auch Abweichungen von der ebenen Geometrie (Lochbohren) zu einem Anwachsen der Absorption bei höheren Intensitäten führen.

8.3.7 Bedeutung der kinetischen Effekte

Wie die Diskussion in diesem Kapitel gezeigt hat, sind PIC-Simulationen erforderlich, um das Experiment von Saemann *et al.* vollständig verstehen zu können. Die kinetischen Effekte spielen dabei eine wichtige Rolle, und eine Beschreibung mit einem Hydrocode gibt nur Teile richtig wieder, da man es mit großen Temperaturgradienten und nicht thermischen Elektronenverteilungen zu tun hat.

Um zu zeigen, daß für höhere Intensitäten die kinetischen Effekte noch mehr Bedeutung gewinnen, wurde die zum Experiment von Saemann *et al.* gehörende Simulation mit Intensitäten von 10^{18} und 10^{19} W/cm² wiederholt. Damit kann der Übergang vom rein stoßdominierten Plasmazustand hin zur Situation mit stark ausgeprägten kinetischen Effekten untersucht werden. In Abbildung 8.16 ist die Elektronenverteilung im Phasenraum beim Maximum

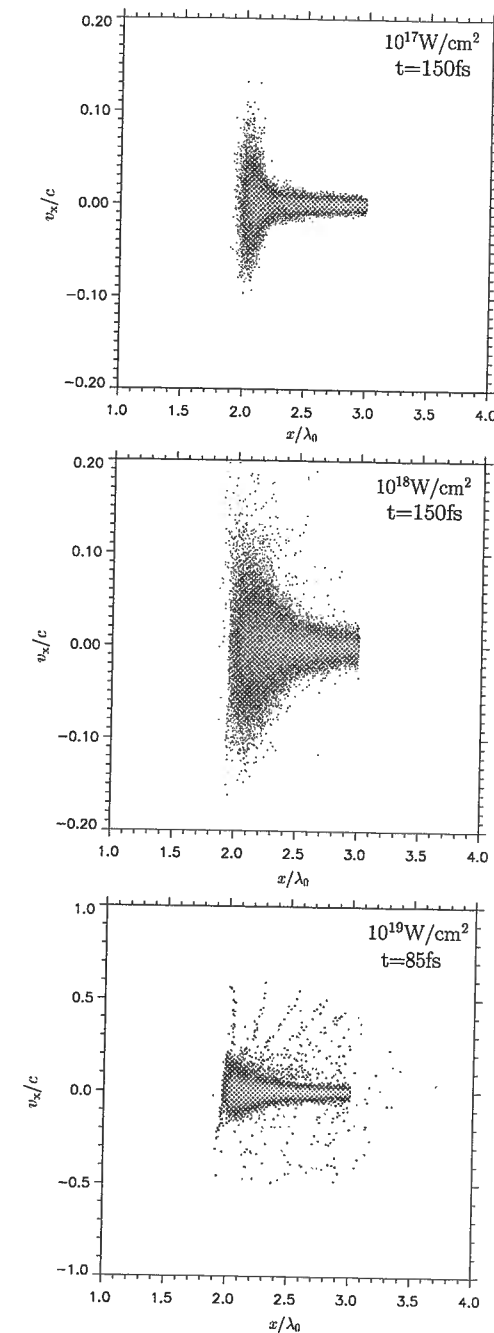


Abbildung 8.16 Die Elektronenverteilung im Phasenraum beim Maximum des Laserpulses für Laserintensitäten von 10^{17} und 10^{18} W/cm² und bereits vor dem Maximum des Laserpulses (85fs) für 10^{19} W/cm² mit einer größeren v_x -Skalierung. Die gewählten Koordinaten sind einmal die Ortskoordinate x und die Geschwindigkeitskomponente v_x .

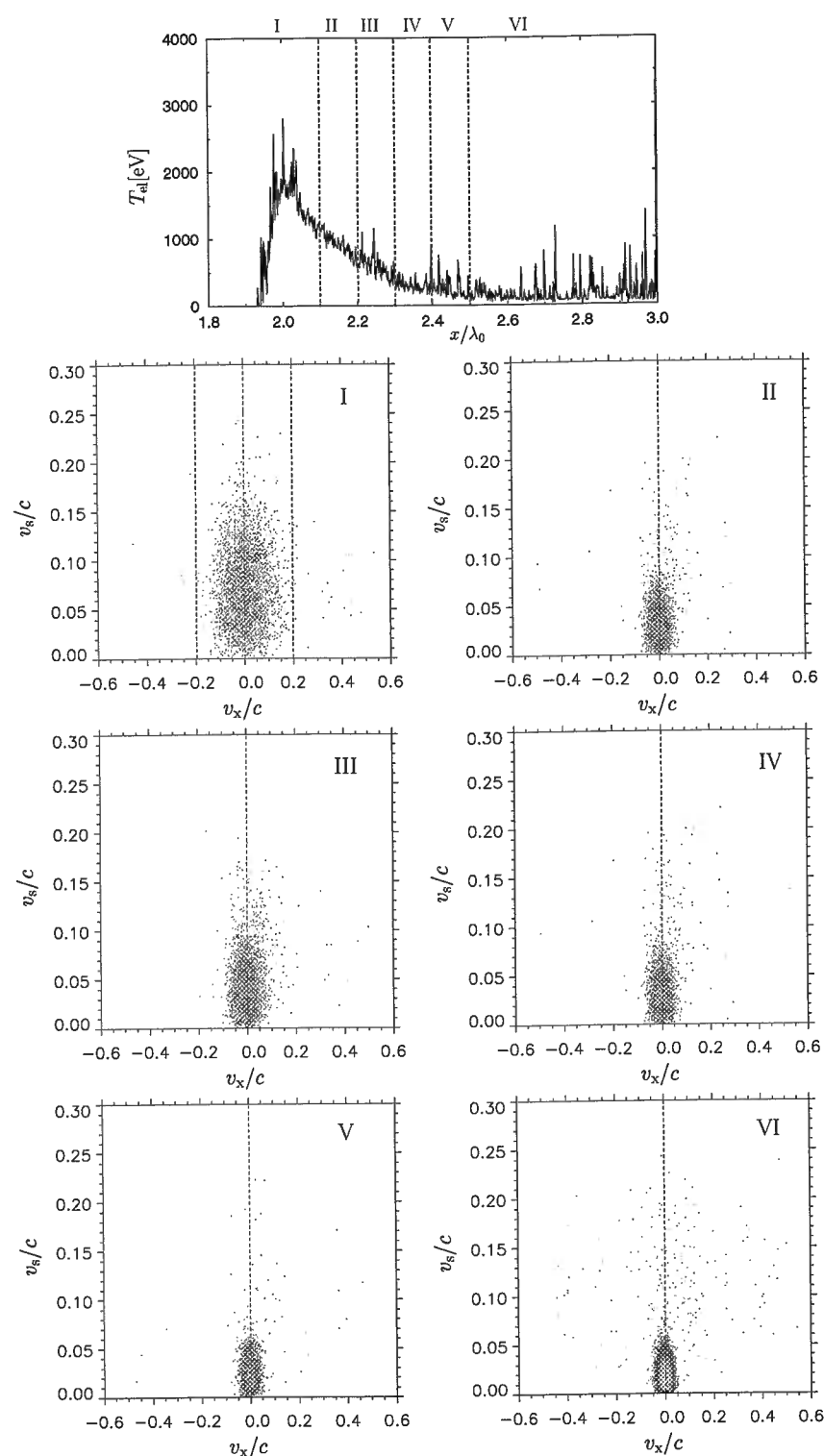


Abbildung 8.17 Dargestellt ist die Elektronenverteilung im (v_x-v_s) -Phasenraum für eine Laserintensität von 10^{19} W/cm^2 zum Zeitpunkt 85fs. Zum Vergleich siehe die Abbildung 8.14 für eine Intensität von 10^{17} W/cm^2 .

des Laserpulses dargestellt, einmal für die im Experiment verwendete Intensität von 10^{17} W/cm^2 , dann für 10^{18} W/cm^2 und für 10^{19} W/cm^2 , in diesem Fall aber bereits vor dem Maximum des Laserpulses (85fs) und mit einer größeren v_x -Skalierung. Die Simulation mit einer Intensität von 10^{19} W/cm^2 konnte nicht bis zum Ende verfolgt werden, da der Rechenzeitbedarf zu groß ist. Man kann sehr deutlich erkennen, daß mit zunehmender Intensität die auf der Vorderseite erzeugten schnellen Elektronen mehr Energie besitzen und tiefer in das Target eindringen und auch in größerer Anzahl erzeugt werden. Bei 10^{19} W/cm^2 treten schließlich die hochenergetischen Elektronen in Form von Jets auf, ähnlich den Elektronenjets in der Heliumgasschicht in Abbildung 6.12 in Abschnitt 6.4. Die einzelnen Jets sind deutlich erkennbar, obwohl der gewählte Zeitpunkt noch weit vor dem Maximum des Laserpulses liegt. Bei den maximalen Intensitäten in diesem Puls sind noch wesentlich energetischere Elektronen zu erwarten. Da in den Simulationen nur eine 395nm dicke Schicht verwendet wurde, laufen die schnellen Elektronen jetzt durch die gesamte Schicht hindurch, drehen im Vakuum dahinter aufgrund der sich aufbauenden Ladungstrennungsfelder um und laufen dann in entgegengesetzter Richtung durch das Target. Um die Wechselwirkung eines Pulses mit 10^{19} W/cm^2 mit der dünnen Oberflächenschicht studieren zu können, benötigt man in den Simulationen eine wesentlich größere Schichtdicke, die so gewählt sein muß, daß die schnellen Elektronen die Rückseite nicht erreichen. Wie bereits oben ausgeführt, reichen aber die zur Zeit verfügbaren Rechenzeiten von Workstations mit einem Prozessor dafür nicht aus.

In Abbildung 8.17 ist die Verteilung der Elektronen im (v_x-v_s) -Phasenraum zum Zeitpunkt 85fs für 10^{19} W/cm^2 dargestellt. Die Temperaturverteilung im oberen Teil der Abbildung weist zahlreiche Spitzen im ansonsten kontinuierlichen Temperaturverlauf auf, die bei der Berechnung der kinetischen Temperatur auftreten, siehe Gleichung (8.1), und auf die jetzt vermehrt auftretenden Pakete von schnellen Elektronen (Elektronenjets) zurückzuführen sind. Im Vergleich mit Abbildung 8.14 ist deutlich zu erkennen, daß die Verteilung nicht mehr symmetrisch bezüglich $v_x = 0$ ist. Die in das Target laufenden schnellen Elektronen sind in jedem der sechs Bereiche klar identifizierbar.

Die Betrachtungen in diesem Abschnitt zeigen sehr anschaulich, wie beim Übergang von Intensitäten von 10^{17} W/cm^2 zu Intensitäten von 10^{19} W/cm^2 die kinetischen Effekte immer deutlicher hervortreten und zunehmend an Bedeutung gewinnen. Man entfernt sich mit zunehmender Intensität vom stoßdominierten Plasmazustand, der sich durch Hydrodynamik und diffusiven Energietransport beschreiben läßt, und tritt in einen Bereich ein, in dem eine kinetische Behandlung unabdingbar ist.

Kapitel 9

Bremsstrahlung

Nachdem in den letzten Kapiteln die Ionisation und das Heizen des bestrahlten Targets, die Entwicklung der Ladungszustandsverteilungen und die Rückkopplung auf den Laserpuls im Zentrum des Interesses standen, bildet die Erzeugung von Bremsstrahlung den Schwerpunkt des vorliegenden Kapitels.

In Abschnitt 9.1 wird eine kurze Einführung gegeben und der prinzipielle Zugang bei der theoretischen Beschreibung erläutert. Die Umsetzung in den PIC-Code wird dann in Abschnitt 9.2 präsentiert. In Abschnitt 9.3 wird die Bremsstrahlung einer dünnen Bleifolie für schrägen Lasereinfall bei 10^{21} W/cm^2 diskutiert.

9.1 Motivation

Bei allen Experimenten, bei denen ultrakurze Laserpulse sehr hoher Intensität mit Festkörpertargets wechselwirken, wird durch die Elektronen intensive Bremsstrahlung mit Energien bis in den MeV-Bereich erzeugt. Die Bremsstrahlung wird dabei auf einer fs-Zeitskala emittiert, da die Emission der Bremsstrahlung nur solange erfolgt wie der Laserpuls hochenergetische Elektronen produziert. Sobald die Laserintensität abnimmt, geht auch die Bremsstrahlungsemission zurück. Darüber hinaus ist das Volumen, aus dem die Emission erfolgt sehr klein, typischerweise von der Größenordnung $(10 - 100 \mu\text{m})^3$. Dadurch unterscheidet sich die mit Hochintensitätslasern erzeugte Bremsstrahlung von anderen Bremsstrahlungsquellen, wie z. B. Röntgenröhren, und ist für Anwendungen im Diagnostikbereich besonders interessant, z. B. für Pump-Probe-Experimente in den verschiedensten Arbeitsgebieten.

Besonders hochenergetische Bremsstrahlung kann in der folgenden Weise erzeugt werden. Fokussiert man den Hochintensitätslaserpuls in ein unterdichtetes Vorplasma, das man mit einem Vorpuls erzeugt hat, dann tritt ein Effekt auf, der als relativistische Selbstfokussierung [51–56] bekannt ist. Dabei bleibt der Puls über eine Strecke von mehreren Rayleighlängen fokussiert, siehe Abbildung 9.1, und es kommt zur Ausbildung eines Kanals,

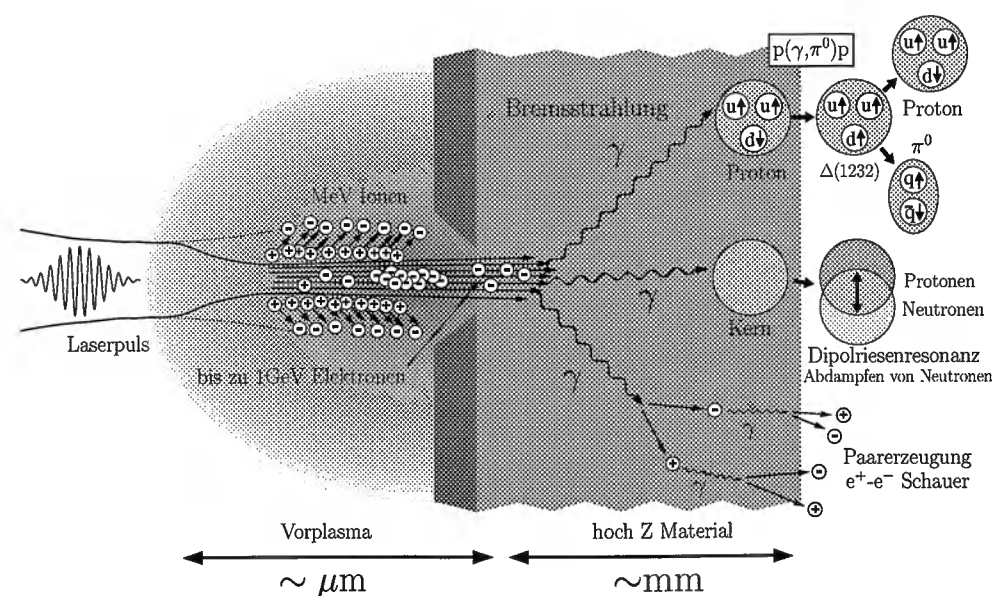


Abbildung 9.1 Besonders hochenergetische Bremsstrahlung kann in der folgenden Weise erzeugt werden. Gegeben sei ein Festkörpertarget, das aus einem hoch-Z Material besteht, auf dessen Oberfläche eine dünne Schicht eines Materials aufgetragen ist, das durch einen Vorpuls zum Ablatieren gebracht wird. In das expandierende Vorplasma wird dann ein Hochintensitätslaserpuls fokussiert. Aufgrund von relativistischer Selbstfokussierung bleibt der Strahl über viele Rayleighlängen fokussiert. Dabei bildet sich ein Kanal aus, aus dem in Laserausbreitungsrichtung hochenergetische Elektronen austreten. Für Intensitäten von 10^{21} W/cm^2 werden Elektronenenergien bis zu einem GeV erwartet. An die im hoch-Z Material erzeugte Bremsstrahlung koppeln weitere Prozesse an: Paarzeugungsschauer, Dipolresonanz und für Energien ab 320 MeV die $\Delta(1232)$ -Resonanz [62–64].

aus dem die Ionen nach außen beschleunigt werden [57], und in Laserausbreitungsrichtung wird eine große Anzahl von relativistischen Elektronen erzeugt [54, 55, 58–61]. Für Intensitäten von 10^{21} W/cm^2 werden Elektronenenergien bis zu einem GeV erwartet. Die erzeugte hochenergetische Bremsstrahlung löst dann im Festkörper sekundäre Prozesse aus, wie Paarzeugungsschauer, die Anregung der Dipolresonanz und für Energien ab 320 MeV die $\Delta(1232)$ -Resonanz, siehe Abbildung 9.1.

Anhand der im letzten Absatz beschriebenen Situation soll kurz erläutert werden, wie man versucht hat, solche Experimente theoretisch zu beschreiben. Man verwendet zunächst PIC-Simulationen, um die relativistische Laser-Plasma-Wechselwirkung zu untersuchen. Aus diesen Simulationen erhält man ein Elektronenspektrum, das auf der Rückseite des Plasmagradients bestimmt wird, siehe Abbildung 9.2. Das Elektronenspektrum wird dann als Input für einen kernphysikalischen Code verwendet, z. B. für den am CERN entwickelten GEANT Code, der zur Auswertung von experimen-

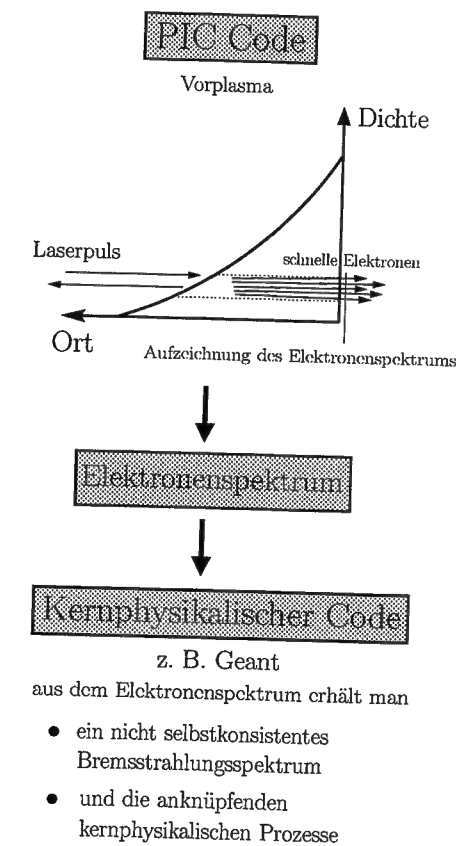


Abbildung 9.2 Der bisherige Zugang bei der Simulation von Laser-Plasma-Wechselwirkung mit kernphysikalischen Prozessen, erläutert anhand des Szenarios der relativistischen Selbstfokussierung in einem unterdichten Vorplasma. Mit einem PIC-Code wird die Laser-Plasma-Wechselwirkung behandelt, und das Spektrum der auf der Rückseite des Vorplasmas austretenden Elektronen wird in einem kernphysikalischen Code, z. B. dem GEANT Code [65], weiterverarbeitet. Da dieser Code nur einzelne Elektronen behandelt geht die kollektive Natur des im Kanal erzeugten Elektronenstrahls verloren, und das Bremsstrahlungsspektrum wird nicht selbstkonsistent berechnet.

tellen Daten in der Hochenergiephysik verwendet wird. Dieser Code verarbeitet aber nur jeweils ein einzelnes Elektron. Die kollektive Dynamik und gegenseitige Wechselwirkung einer Gesamtheit von hochenergetischen Elektronen, wie sie in den hier betrachteten Laserexperimenten vorliegt, wird im GEANT Code jedoch nicht behandelt. Die selbsterzeugten Magnetfelder, der hervorgerufene Rückstrom und die selbstkonsistente Propagation des Elektronenstrahls in das hoch-Z Material werden nicht berücksichtigt.

Insbesondere über das experimentell bestimmbare Bremsstrahlungsspektrum erhofft man sich einen Einblick in die Kanalbildung und den Beschleunigungsmechanismus der Elektronen. Dafür ist jedoch eine selbstkonsistente Beschreibung der Erzeugung der Bremsstrahlung erforderlich. Der direkteste

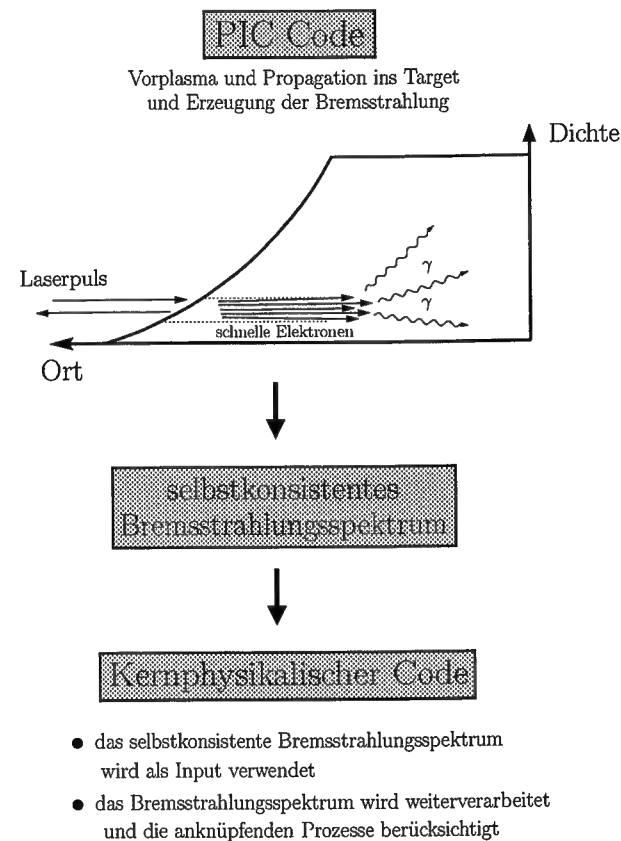


Abbildung 9.3 Mit einem PIC-Code, der die Erzeugung von Bremsstrahlung korrekt behandelt, wird die Kanal- und Elektronenstrahldynamik mitsamt den Magnetfeldern berücksichtigt. Das selbstkonsistent erzeugte Bremsstrahlungsspektrum wird dann in einem kernphysikalischen Code unter Berücksichtigung der anknüpfenden Prozesse weiterverarbeitet.

Weg, diese zu realisieren, besteht darin, die Erzeugung der Bremsstrahlung mit in den PIC-Code zu integrieren. Das bedeutet, daß die Elektronen im PIC-Code Bremsstrahlungsphotonen abstrahlen und dabei Energie abgeben. Die gesamte Elektronendynamik wird dann mitsamt den elektromagnetischen Feldern berücksichtigt, und man erhält vom PIC-Code ein selbstkonsistent erzeugtes Bremsstrahlungsspektrum, siehe Abbildung 9.3. Dieses kann dann in einem kernphysikalischen Code weiterverarbeitet werden, wobei die anknüpfenden Prozesse berücksichtigt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Erzeugung der Bremsstrahlung in den eindimensionalen PIC-Code LPIC integriert. Eine detaillierte Beschreibung der Implementierung findet sich im folgenden Abschnitt 9.2 und im Anhang B. Die Bremsstrahlungsroutine arbeitet mit dem vollen Raumwinkel von 4π für die erzeugte Bremsstrahlung, so daß die Winkelabhängigkeit der Bremsstrahlung genau untersucht werden kann und so einen selbstkonsistenten Einblick in die Elektronendynamik im Target erlaubt. Die

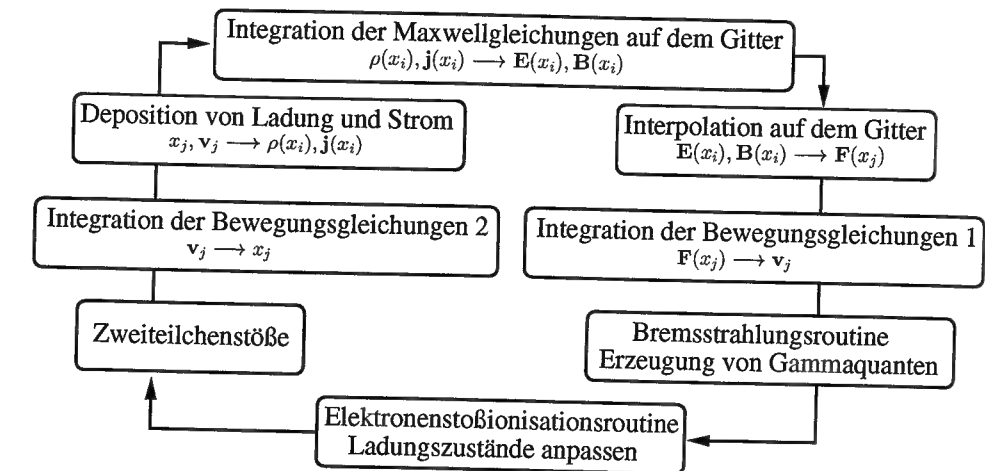


Abbildung 9.4 Die Position der Bremsstrahlungsroutine im PIC-Zyklus.

entwickelte Bremsstrahlungsroutine kann ohne prinzipielle Änderungen sofort in einen 2D oder 3D PIC-Code übernommen werden.

In Abschnitt 9.3 wird die Bremsstrahlung einer dünnen Bleifolie für schrägen Lasereinfall bei 10^{21} W/cm^2 diskutiert, wobei neben dem Energiespektrum die Winkelverteilung im Zentrum des Interesses steht. An dieser Stelle sei auf die kürzlich erschienene Arbeit von Sentoku *et al.* [66] verwiesen, die die Erzeugung von Bremsstrahlung in einen ein- und zweidimensionalen PIC-Code integriert haben, um damit die Bremsstrahlung einer 260nm dicken Kohlenstoffolie bei Intensitäten von $10^{18} - 10^{21} \text{ W/cm}^2$ und senkrechtem Lasereinfall zu untersuchen.

9.2 Implementierung

In diesem Abschnitt wird kurz erläutert, wie die Erzeugung von Bremsstrahlungsphotonen in den PIC-Code integriert ist. Die Position der zugehörigen Routine im PIC-Zyklus entnimmt man Abbildung 9.4. Sie wird der Elektronenstoßionisationsroutine unmittelbar vorangestellt. Der Block der drei Erweiterungen, Bremsstrahlungs- und Elektronenstoßionisationsroutine und Zweiteilchenstöße, befindet sich geschlossen zwischen den beiden Teilen der „Integration der Bewegungsgleichungen“. Im ersten werden die Teilchen beschleunigt und die aktuellen Geschwindigkeiten bestimmt, im zweiten werden die Teilchen dann entsprechend der Geschwindigkeiten bewegt. In den Erweiterungen, die dazwischen ausgeführt werden, werden die Geschwindigkeiten gegebenenfalls durch die Abstrahlung eines Photons, einen Elektronenstoßionisationsprozeß und die Zweiteilchenstöße verändert.

Die Bremsstrahlungsroutine geht bei jedem PIC-Zyklus durch alle mit Elektronen und Ionen besetzten Zellen und behandelt dort jedes Elektron individuell. Zunächst wird die kinetische Energie T des Elektrons im Laborsystem berechnet, und die Wahrscheinlichkeit für einen Abstrahlungsprozeß

im PIC-Zeitschritt Δt bestimmt

$$P_{\text{brems}} = 1 - \exp(-v_{\text{el}} \Delta t \sigma_{\text{brems}}(T) n_{\text{ion}}). \quad (9.1)$$

Dabei wird nur die Erzeugung von Photonen mit Energien oberhalb einer unteren Grenze k_c in Betracht gezogen. Bremsstrahlungsverluste unterhalb von k_c werden somit nicht berücksichtigt. Der verwendete Wirkungsquerschnitt lautet daher

$$\sigma_{\text{brems}}(T) = \sigma_{\text{brems}}(Z, T, k_c) = \int_{k_c}^{k_{\text{max}}(T)} \frac{d\sigma(Z, T, k)}{dk} dk \quad (9.2)$$

wobei $d\sigma(Z, T, k)/dk$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Photons der Energie k durch ein Elektron mit der kinetischen Energie T im Feld eines Atoms mit der Kernladungszahl Z ist. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{brems}}(T)$ wird für ein ausgewähltes Z und ein vorgegebenes k_c als Funktion von T außerhalb des PIC-Codes berechnet und tabelliert, siehe Abschnitt B.1 für weitere Details. Für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit in Gleichung (9.1) wird dann auf den tabellierten Daten interpoliert. Falls eine Zufallszahl, die gleichverteilt aus dem Intervall $[0, 1]$ ausgewählt wird, kleiner ist als P_{brems} , dann wird ein Bremsstrahlungsprozeß durchgeführt, andernfalls wird mit dem nächsten Elektron in dieser Zelle fortgefahren.

Bei einem Bremsstrahlungsprozeß wird zunächst die Energie des abgestrahlten Photons bestimmt. Dazu wird eine im GEANT Code [65] verwendete Parametrisierung benutzt, siehe Abschnitt B.2. Der GEANT Code ist ein Programm, das für die Auswertung von komplexen Detektordaten in der Hochenergiephysik entwickelt wurde. Dem abstrahlenden Elektron wird diese Energie entzogen, indem die Geschwindigkeit entsprechend reduziert wird. Dabei bleibt die Bewegungsrichtung unverändert, siehe Abbildung 9.5.

Als nächstes werden der Polarwinkel θ und der Azimuthalwinkel ϕ bestimmt, unter denen das Photon gegenüber der Propagationsrichtung des Elektrons abgestrahlt wird, siehe Abbildung 9.5 für eine schematische Darstellung und Abschnitt B.3 für Details über die Berechnung der Winkel.

Damit ist das Bremsstrahlungsphoton eindeutig charakterisiert. Für die Beschreibung der insgesamt erzeugten Bremsstrahlung reichen die Energie, der Polar- und Azimuthalwinkel sowie der Ort der Erzeugung eines jeden Photons aus. Daraus erhält man Bremsstrahlungsspektren aufgelöst nach der Energie und den Abstrahlungsrichtungen, sowie Information über den Ort der Entstehung.

Mit Blick auf zukünftige Erweiterungen des PIC-Codes geht die vorliegende Implementierung noch einen großen Schritt weiter. Anstatt die Information über jedes Bremsstrahlungsereignis auszuwerten und dann aber nicht weiter zu verfolgen, werden im PIC-Code Makroteilchen geschaffen, die Photonen repräsentieren. Dann liegen drei verschiedene Sorten von Teilchen vor, Elektronen und Ionen, die gegebenenfalls verschiedene Ladungszustände haben können, und Photonen. Die Makrophotonen erhalten bei ihrer Erzeugung im Bremsstrahlungsprozeß ihre Energie und die durch die Polarwinkel

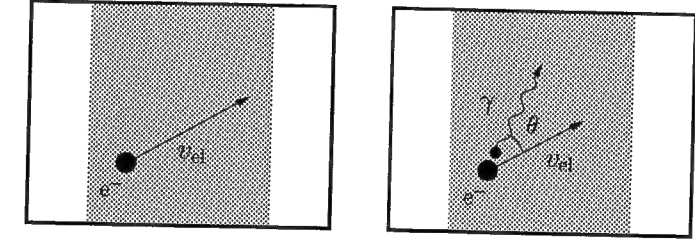


Abbildung 9.5 Schematische Darstellung des Bremsstrahlungsprozesses im PIC-Code. Dem abstrahlenden Elektron wird die Energie des Photons entzogen, indem die Geschwindigkeit passend verringert wird. Das Bremsstrahlungsphoton wird unter dem Polarwinkel θ abgestrahlt. Der Azimuthalwinkel ϕ ist nicht gezeigt.

bestimmte Ausbreitungsrichtung als Teilcheneigenschaften. Sie bewegen sich mit Vakuumlichtgeschwindigkeit und können die Simulationsbox an ihren Rändern verlassen. Ohne weitere Wechselwirkungsprozesse laufen die Photonen auf einer geradlinigen Bahn aus der Simulationsbox und man gewinnt keine zusätzliche Information. Zu Testzwecken wurde als Wechselwirkungsprozeß für die Photonen die Paarerzeugung ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) ergänzt. Auf die Details der Implementierung wird hier nicht näher eingegangen. Die dabei erzeugten Elektronen und auch Positronen werden dann als „gewöhnliche“ PIC-Teilchen in der üblichen selbstkonsistenten Weise weiter behandelt. Für die Positronen wird dann die Bremsstrahlung analog zu den Elektronen behandelt, wobei die zum Teil beachtlichen Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten [67] berücksichtigt werden. Andere Wechselwirkungen wie z. B. die bei Photonenenergien bis zu einigen MeV wichtige Compton-Streuung sind nicht implementiert worden. In den hier durchgeführten Simulationen zeigten sich die bereits in Abschnitt 9.1 angesprochenen unterschiedlichen Längenskalen für die Erzeugung der Bremsstrahlung einerseits und die sekundären Prozesse andererseits. Eine eindimensionale Beschreibung, wie sie mit LPIC möglich ist, ist nur dann adäquat, wenn die Targetdicke kleiner ist als der Durchmesser des Laserfokus. Deshalb wurden in den vorliegenden Simulationen nur sehr dünne Targets mit Dicken im Bereich von einigen μm verwendet. Dabei wird die Erzeugung der Bremsstrahlung als Bestandteil der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung durch den PIC-Code gut wiedergegeben, siehe Abschnitt 9.3, aber man beobachtet in den Simulationen nur sehr wenige Paarerzeugungsereignisse aufgrund des dünnen Targets. Die Paarerzeugung wird deshalb in dieser Arbeit auch nicht weiter diskutiert. Es sind aber zumindest die Grundlagen geschaffen für eine Weiterentwicklung des PIC-Codes in Richtung der sekundären Prozesse.

9.3 Ergebnisse

Im folgenden wird die von einer dünnen Bleifolie emittierte Bremsstrahlung untersucht. Ein Szenario wie es in Abschnitt 9.1 kurz angesprochen wur-

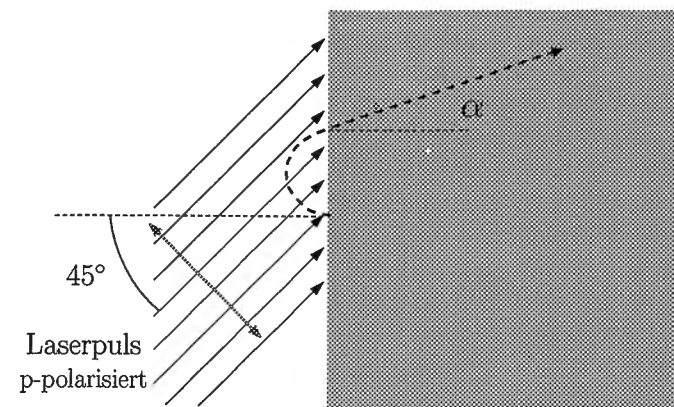


Abbildung 9.6 Der p-polarisierte Laserpuls fällt unter 45° ein und injiziert Elektronenjets in das Target. Die Laserfeldkomponente senkrecht zur Targetoberfläche erzeugt die schnellen Elektronen. Die Feldkomponente parallel zur Oberfläche führt gegebenenfalls zu einer transversalen Geschwindigkeitskomponente, abhängig davon, in welcher Phase das Elektron aus der Oberfläche ins Vakuum gezogen wird, so daß ein Teil der Elektronen nicht senkrecht in das Target hineinläuft.

de, bei dem der Laserpuls in ein Vorplasma fokussiert wird und sich dabei ein Kanal ausbildet und schnelle Elektronen in Laserausbreitungsrichtung erzeugt werden, kann nur mit einem dreidimensionalen Code beschrieben werden. Für einen eindimensionalen Code, wie er in dieser Arbeit verwendet wird, ist eine Situation mit einem dünnen Target ohne Vorplasma adäquat. Ein dünnes Target liegt dann vor, wenn die Foliendicke wesentlich kleiner ist als der Fokusdurchmesser.

Die verwendete Bleifolie ist $5\mu\text{m}$ dick und wird als vorionisiert angenommen (Pb^{12+}) und Ionisationsprozesse sind ausgeschaltet, um Rechenzeit zu sparen. Die Zweiteilchenstöße werden wahlweise ein- bzw. ausgeschaltet. Der Laserpuls ($\lambda = 1\mu\text{m}$) hat eine Intensität von $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ und eine Gesamtlänge von 300 Laserzyklen, vergleichbar den Laserpulsen, die mit dem Lasersystem am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) erzeugt werden. Der Puls besitzt eine steile Anstiegsflanke und erreicht die maximale Intensität bereits nach einigen Laserzyklen. Der Einfallswinkel beträgt 45° und der Puls ist p-polarisiert. Der auf die Targetoberfläche auftreffende Puls besitzt somit eine elektrische Feldkomponente senkrecht zur Oberfläche und führt zu einer sehr effizienten Erzeugung von Elektronenjets über den in Abschnitt 6.4 ausführlich diskutierten Brunel-Effekt. Die Elektronen werden dabei nicht nur longitudinal in x -Richtung beschleunigt und in das Plasma injiziert, sondern erhalten gegebenenfalls auch eine Beschleunigung in transversaler Richtung durch die Feldkomponente parallel zur Oberfläche. In Abbildung 9.6 ist dies schematisch dargestellt.

Das von den Elektronen bis zum Ende des Laserpulses erzeugte Bremsstrahlungsspektrum ist in Abbildung 9.7 gezeigt. Photonen, die danach er-

zeugt werden, sind hier nicht enthalten. Dargestellt sind die Spektren mit und ohne Zweiteilchenstöße. Deutlich zu erkennen ist die ausgeprägte Emission im keV-Bereich und der starke Abfall mit zunehmender Photonenenergie. Die im PIC-Code beobachteten maximalen Photonenenergien liegen bei 5MeV , allerdings ist dort die Auflösung des PIC-Codes schon sehr gering. Man benötigt sehr viele Elektronen, um den hochenergetischen Teil des Elektronenspektrums sehr gut auflösen zu können, und nur wenn das gelingt, erreicht man eine gute Auflösung des hochenergetischen Teils des Bremsstrahlungsspektrums. Die Konversionseffizienz für die Umwandlung von Laserenergie in Bremsstrahlung mit Energien oberhalb von 1keV beträgt 3×10^{-4} .

LPIC arbeitet mit drei Geschwindigkeitskomponenten für die Teilchen und auch bei der Erzeugung der Bremsstrahlung wird die Abstrahlung in den vollen Raumwinkel berücksichtigt. Deshalb kann die Abstrahlungscharakteristik des Bremsstrahlungsspektrums genau untersucht werden. Zunächst soll jedoch kurz die Dynamik der schnellen Elektronen rekapituliert werden. Die Elektronenjets werden auf der Vorderseite erzeugt und größtenteils in der Einfallsebene des Lasers (x - y -Ebene) in das Target injiziert. Dabei treten die Elektronen gegebenenfalls nicht senkrecht, sondern unter einem Winkel α , siehe Abbildung 9.6, in das Target ein. Sie propagieren dann durch das Target hindurch und treten schließlich auf der Rückseite ins Vakuum über. Durch die sich aufbauenden Ladungstrennungsfelder kehrt sich die longitudinale Geschwindigkeitskomponente um und die Jets laufen in umgekehrter Richtung durch das Target, wobei sie wieder unter dem Winkel α in das Target eindringen. Die Bremsstrahlung wird von den Elektronen vorwiegend in Vorwärtsrichtung abgestrahlt, so daß die Abstrahlungscharakteristik einen Einblick in die Elektronenbewegung erlaubt.

In Abbildung 9.8 sind die zur Beschreibung der Bremsstrahlung verwendeten Winkel θ und ϕ dargestellt. Der Polarwinkel θ ist der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung und der Targetnormalen, $\theta = 0$ bedeutet senkrecht einstrahlen in das Target und $\theta = \pi$ senkrechter Austritt aus der Vorderseite des Targets. Der Azimutalwinkel ϕ deckt den Bereich $[0; 2\pi]$ ab. Zur Auswertung der Winkelverteilung wird der Azimutalwinkel in 10 Bereiche unterteilt ($[0; \frac{2\pi}{10}]$, $\dots$, $[2\pi - \frac{2\pi}{10}; 2\pi]$). Für jedes dieser Intervalle wird die Verteilung der Photonen dann als Funktion von θ aufgezeichnet und auf den Raumwinkel normiert.

In Abbildung 9.9 ist die Abstrahlungscharakteristik für den Fall ohne Zweiteilchenstöße dargestellt. Ohne Zweiteilchenstöße treten bestimmte Merkmale deutlicher hervor als mit Zweiteilchenstößen und außerdem kann man im Vergleich den Einfluß der Stöße studieren. Die zehn Winkelsegmente für den Azimutalwinkel ϕ sind zu drei Bereichen zusammengefaßt. Der Bereich I enthält den Teil der Einfallsebene des Lasers mit positiven y -Werten. Hier finden sich unter anderem Photonen, die in der Einfallrichtung des Lasers abgestrahlt werden. Der Bereich II enthält die gegenüberliegenden Segmente, das ist der Teil der Einfallsebene mit negativen y -Werten. Die verbleibenden sechs Segmente decken den Winkelbereich ober- und unterhalb der Einfallsebene ab und bilden den Bereich III. Im Bereich I ist deut-

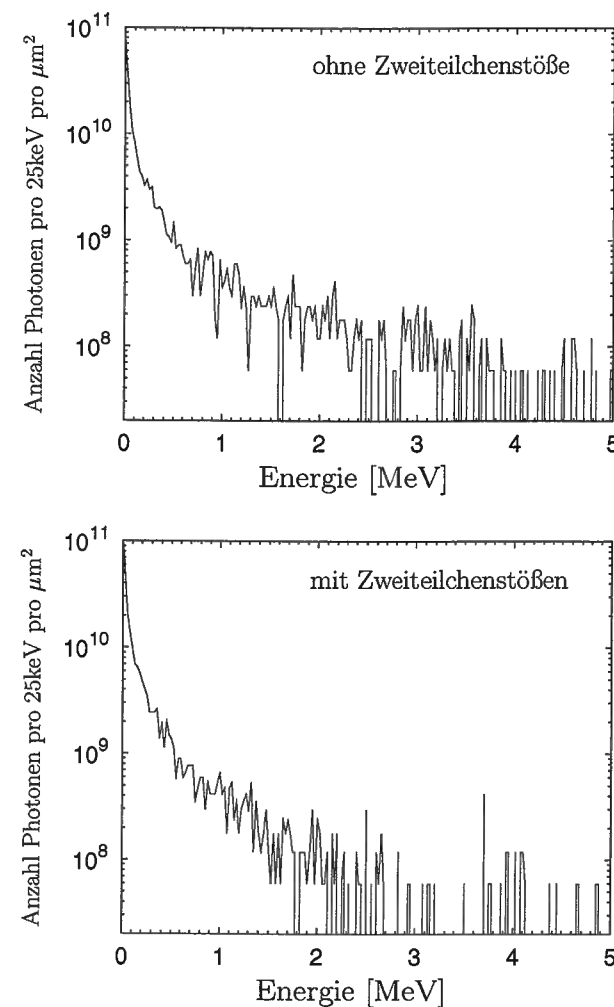


Abbildung 9.7 Dargestellt sind die Bremsstrahlungsspektren für die Situation mit und ohne eingeschaltete Zweiteilchenstöße. Aufgezeichnet sind alle Ereignisse bis zum Ende des Laserpulses. Der unter 45° einfallende Laserpuls ($\lambda = 1\mu\text{m}$) ist p-polarisiert mit einer Intensität von $10^{21}\text{W}/\text{cm}^2$ und einer Gesamtlänge von 300 Laserzyklen, vergleichbar den Laserpuls, die mit dem Lasersystem am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) erzeugt werden.

lich erkennbar, daß die Photonen bevorzugt in Richtung der Targetnormalen abgestrahlt werden, sowohl in das Target hinein ($\theta = 0$) als auch in die Gegenrichtung ($\theta = \pi$), erzeugt durch die Elektronen, die von der Rückseite des Targets kommend hindurchlaufen. Dabei liegt eine breite Winkelverteilung vor mit einem abrupten Abfall bei $\pi/4$ bzw. $3\pi/4$. In den Bereich dazwischen werden fast keine Photonen abgestrahlt. Im Bereich II sind ebenfalls die Richtungen entlang der Targetnormalen deutlich ausgeprägt, allerdings liegt hier keine so breite Winkelverteilung wie im Bereich I vor. Die Vertei-

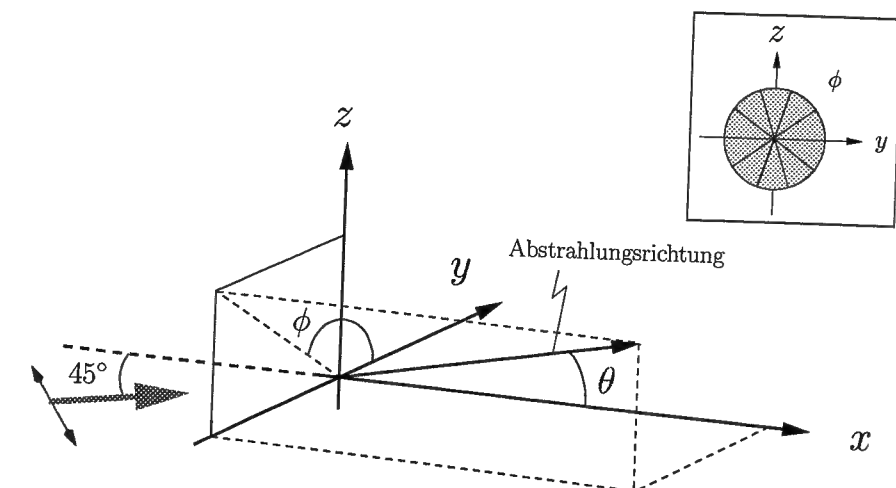


Abbildung 9.8 Die Abstrahlungsrichtung eines Bremsstrahlungsphotons wird durch den Polarwinkel θ und den Azimutalwinkel ϕ charakterisiert. Das hier gezeigte Photon wird im Ursprung abgestrahlt. Ebenfalls eingezeichnet ist der in der x - y -Ebene einfallende p-polarisierte Laserpuls mitsamt seiner Polarisationsrichtung. Die x -Achse ist die Targetnormale. Zur Auswertung der Winkelverteilung wird der Azimutalwinkel ϕ in 10 Bereiche unterteilt ($[0; \frac{2\pi}{10}]$, $\dots$, $[2\pi - \frac{2\pi}{10}; 2\pi]$), siehe der Kasten oben rechts. Für jedes dieser Intervalle wird die Verteilung der Photonen dann als Funktion von θ aufgezeichnet und auf den Raumwinkel normiert.

lung fällt sehr stark ab, aber dafür liegt eine gut erkennbare Abstrahlung über den gesamten θ -Bereich vor. Die Abstrahlung in den Bereich III ist nicht besonders groß, d.h. die Abstrahlung erfolgt überwiegend in der x - y -Ebene. Die Abstrahlung entlang der Targetnormalen im Bereich III kommt durch Elektronen zustande, die entlang der Normalen laufen, da die Bremsstrahlung in einen Konus abgegeben wird. Zusammenfassend zeigt die Winkelverteilung, daß die Elektronenjets wie erwartet in der Einfallsebene des Lasers laufen, wobei die bevorzugte Propagationsrichtung von der Targetnormalen abweicht. Sie ist in Richtung der Lasereinfallsrichtung verschoben, so wie in Abbildung 9.6 angedeutet. In einem kürzlich von einer Gruppe vom Imperial College am Rutherford Appleton Laboratory durchgeführten Experiment [68] wurde die Richtungsabhängigkeit der Elektronen über die erzeugte Bremsstrahlung untersucht. Dabei wurde ebenfalls eine Abweichung von der Targetnormalen festgestellt, die mit zunehmender Plasmaskalenlänge zunimmt. Ein detaillierter Vergleich mit dem Experiment wurde jedoch bisher nicht durchgeführt, da die experimentellen Daten erst kürzlich zugänglich wurden.

In Abbildung 9.10 ist die Winkelverteilung mit Zweiteilchenstößen dargestellt. Durch die Stöße sind die charakteristischen Merkmale nicht mehr so deutlich zu erkennen wie im Fall ohne sie. Die Elektronen bewegen sich nach wie vor bevorzugt entlang der Targetnormalen, sie werden jetzt aber

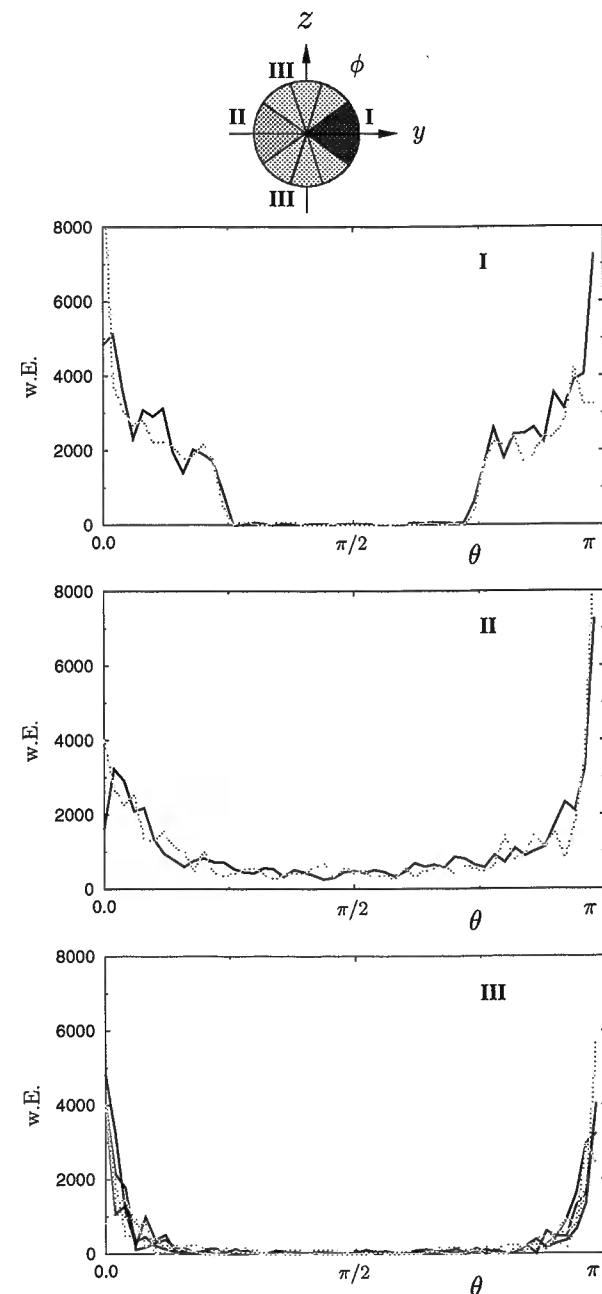


Abbildung 9.9 Die Winkelverteilung der Bremsstrahlung ohne Zweiteilchenstöße. Der Azimuthalwinkel ϕ ist in zehn Bereiche eingeteilt, wie in Abbildung 9.8 gezeigt. Für jedes dieser Intervalle wird die Verteilung der Photonen dann als Funktion von θ aufgezeichnet und auf den Raumwinkel normiert. Die zehn Intervalle werden zu drei Bereichen zusammengefaßt, die Bereiche I und II bestehen aus jeweils zwei und der Bereich III aus sechs Segmenten. Die vier Segmente, die die Einfallsebene des Lasers beinhalten, sind zu den Bereichen I und II zusammengefaßt. Die verbleibenden sechs Segmente bilden den Bereich III. Die deutlich erkennbaren Unterschiede zwischen den Kurven in den einzelnen Bereichen sind auf die begrenzte numerische Genauigkeit des PIC-Codes zurückzuführen.

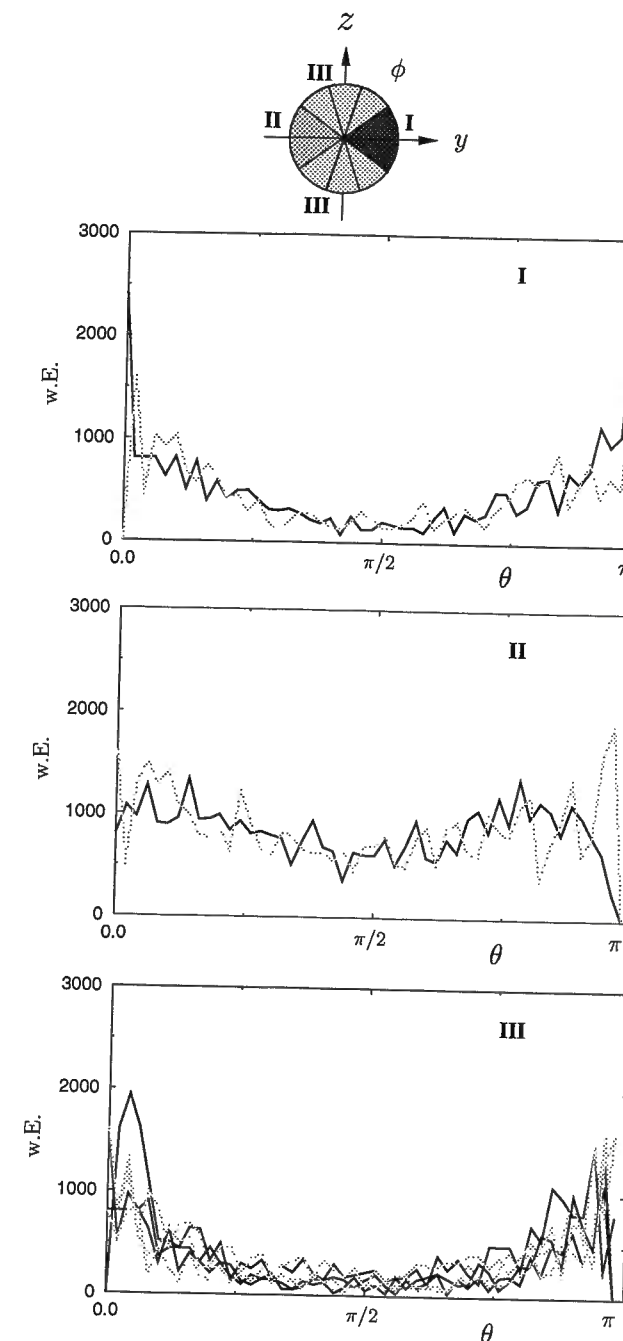


Abbildung 9.10 Die Winkelverteilung der Bremsstrahlung mit Zweiteilchenstößen.

auch aus der Einfallsebene herausgestreut, siehe Bereich III. Und ein beachtlicher Teil der Bremsstrahlung tritt senkrecht zur Targetnormalen, d. h. in der Ebene der Targetoberfläche aus, siehe Bereich II ($\theta = \pi/2$). Die Verschiebung der bevorzugten Ausbreitungsrichtung der Elektronen gegen die Targetnormale ist hier nicht mehr erkennbar. Man muß aber beachten, daß in dieser Darstellung sämtliche Photonen berücksichtigt werden und insbe-

sondere nicht nach der Energie differenziert wird. Die niederenergetischen Photonen verdecken den Effekt, der immer noch auftritt. Aus dem winkel-aufgelösten Energiespektrum der Bremsstrahlungsphotonen, das hier nicht dargestellt ist, entnimmt man, daß es gerade die schnellen MeV-Elektronen sind, die von der Targetnormalen in Richtung der Laserausbreitungsrichtung abweichen. Im Experiment werden auch nur die von diesen Elektronen erzeugten MeV-Photonen nachgewiesen.

Mit dem um Bremsstrahlungsprozesse erweiterten PIC-Code ist es jetzt möglich die Abstrahlungscharakteristik der Bremsstrahlung zumindest für Situationen, die nur von einer Ortskoordinate abhängen, zu untersuchen. Für die Zukunft wäre eine Nutzung der Bremsstrahlungsroutine in einem 2D oder sogar 3D Code anzustreben, um damit z.B. die in Abschnitt 9.1 beschriebene Kanalausbildung zu studieren.

Zusammenfassung

Der neue Aspekt dieser Arbeit besteht darin, daß Particle-In-Cell (PIC) Simulationen relativistischer Laser-Materie-Wechselwirkung entwickelt wurden, die inelastische Prozesse wie Ionisation, Coulombstöße und die Erzeugung von Bremsstrahlung einschließen. Der Code LPIC ist ein 1D3V PIC-Code mit einer räumlichen und drei Geschwindigkeitskomponenten. Die Laserintensitäten bewegen sich bei den durchgeführten Untersuchungen im Bereich von $10^{17} - 10^{21} \text{ W/cm}^2$, d.h. bis in den ultrarelativistischen Bereich, und die Laserpulsdauern variieren von sehr kurzen Pulsen mit nur einigen wenigen Laserzyklen und Pulsdauern unterhalb von 10fs bis hin zu Pulsen mit 150fs Dauer.

Für die angestrebten Untersuchungen ist es essentiell, einen PIC-Code zu verwenden, der Ionisationsprozesse und Zweiteilchenstöße beinhaltet. Üblicherweise arbeiten PIC-Codes mit einem bereits vorionisierten Plasma, das einen vorgegebenen Ladungszustand besitzt, der sich während der gesamten Wechselwirkung nicht ändert. Der vorliegende Code wurde so entwickelt, daß er Ionen mit verschiedenen Ladungszuständen beschreiben kann. Es wurden zwei Arten von Ionisationsmechanismen implementiert, einerseits Feldionisation – also Ionisation in starken elektrischen Feldern – und andererseits Elektronenstoßionisation. Damit ist ein Einblick in die Ionisationsdynamik mit den verschiedenen Ionisationsmechanismen, die zeitliche Entwicklung der Ladungszustandsverteilung im Target und insbesondere die Rückkopplung der Ionisation auf den Laserpuls zugänglich.

Ionisationsmodelle

Die Feldionisation arbeitet alternativ mit zwei sehr einfachen Ionisationsmodellen. Das eine ist das „Barrier Suppression Ionization“ (BSI) Modell, das andere das ADK-Modell von Ammosov, Delone und Krainov. Das BSI-Modell ist ein Schwellwertverfahren, d.h. für Feldstärken oberhalb eines bestimmten Wertes wird das Ion definitiv ionisiert, für Werte darunter hingegen nicht. Das realistischere ADK-Modell liefert hingegen eine feldstärke-abhängige Wahrscheinlichkeit für den Tunnelprozeß durch das abgesenkte Coulombpotential. Die Energieerhaltung während eines Ionisationsprozesses wird über einen fiktiven Ionisationsstrom realisiert, der dem Feld die für die Ionisation benötigte Energie entzieht. Dadurch kommt die Rückkopplung der Ionisation auf den Laserpuls zustande, der insbesondere bei hohen Tar-

gedichten nachhaltig verändert wird. Die Elektronenstoßionisation ist ebenfalls energieerhaltend implementiert. Rekombinationsprozesse werden nicht berücksichtigt, da sie auf den hier betrachteten kurzen Zeitskalen ($< 200\text{fs}$) keine Rolle spielen.

Zweiteilchenstöße

Bei der Untersuchung von Targets höherer Dichte, z. B. Festkörpertargets, sind die Coulombstöße zwischen den Teilchen im Plasma von großer Bedeutung. PIC-Codes lösen aber die Einteilchen-Bewegungsgleichungen im gemittelten elektromagnetischen Feld, was äquivalent ist zum Lösen der Vlasov-Maxwell-Gleichungen, und sind deshalb zunächst einmal stoßfrei. Die Zweiteilchenstöße müssen separat behandelt werden. Dafür wird ein Verfahren von Takizuka und Abe [34] verwendet, das dem Fokker-Planck-Operator in der Landau'schen Form entspricht.

Mit diesem erweiterten Code wurden detaillierte Untersuchungen zur Ionisationsdynamik dünner Heliumgasschichten und einer dünnen Borfolie durchgeführt. Anschließend wurde die Wechselwirkung mit Aluminiumtargets studiert, die sich von den Bortargets nicht nur durch die größere Dichte, sondern insbesondere durch die größere Kernladungszahl unterscheiden.

Ionisation einer Heliumgasschicht

Es wurde die Ionisationsdynamik einer dünnen Heliumgasschicht mit leicht überkritischer Dichte ($2n_c$) unter Verwendung eines ultrakurzen Laserpulses untersucht. Der gewählte Puls ist nur sechs Laserzyklen lang mit einer maximalen Intensität von $I = 9 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$, und die Gasschicht ist nur eine Laserwellenlänge dick ($\lambda = 1\mu\text{m}$). Dabei werden beide Feldionisationsmodelle verwendet. Im BSI-Modell treten dabei einige interessante Aspekte der Ionisationsdynamik deutlicher hervor als im realistischen ADK-Modell, so bilden sich z. B. besonders scharfe Ionisationsfronten aus. Aus den Simulationen mit beiden Modellen zeigt sich, daß sich die gesamte Ionisationsdynamik in drei Phasen einteilen läßt. In der ersten Phase findet die Ionisation durch den in das Target propagierenden Laserpuls statt. Dabei wendet dieser seine Feldenergie teilweise zum Ionisieren des Materials auf, wodurch die Elektronendichte sehr schnell die kritische Dichte überschreitet. Der Laserpuls kann dann nicht mehr in das Material laufen, sondern wird reflektiert. Dies führt zu einer vollständig ionisierten He^{2+} -Schicht auf der Vorderseite des Targets (Dicke $0.1\mu\text{m}$) mit einer dahinterliegenden He^+ -Schicht, gefolgt von einer nicht ionisierten Schicht, die vom Laserpuls nicht beeinflusst wird. In der zweiten und dritten Phase kommt es dann zu einem neuartigen Feldionisationsmechanismus, der auf sich aufbauenden Ladungstrennungsfeldern beruht und als „Feldionisation durch Elektronenjets“ bezeichnet wird. Der reflektierte Puls erzeugt auf der Vorderseite aufgrund des Lichtdrucks bzw. bei schrägem Einfall über den Brunel-Effekt schnelle Elektronen, die durch

die ionisierte Schicht laufen und dann die dahinter liegende Schicht ionisieren. Dies geschieht in sehr starken elektrischen Feldern, aufgebaut durch die Ladungstrennung und durch die Felder von Plasmawellen, die durch die schnellen Elektronen im teilweise ionisierten Material angeregt werden. Auf diese Weise wird der hintere Teil der Gasschicht zu He^+ aufionisiert. In der dritten Phase treten die Elektronen schließlich auf der Rückseite aus und bauen dort ein longitudinales elektrisches Feld auf, das so stark ist, daß sich eine dünne He^{2+} -Schicht (Dicke $0.01\mu\text{m}$) auf der Rückseite bildet. Die Feldstärken in diesem Bereich sind von derselben Größenordnung wie die Laserfeldamplitude, d. h. im Bereich von $10^{11} - 10^{12} \text{V/m}$.

Es wurde genau untersucht, welchen Anteil die Stoßionisation an der gesamten Ionisationsdynamik hat. Bei Dichten um die kritische Dichte spielt die Stoßionisation bereits bei diesen kurzen Zeitskalen von nur einigen Laserzyklen eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Der grundsätzliche Ablauf der Ionisation der Gasschicht ist aber durch die Feldionisation bestimmt, im Gegensatz zu der weiter unten behandelten Ionisationsdynamik in einer Aluminium-Festkörperschicht, in der ausschließlich Stoßionisation stattfindet.

Eine detaillierte Analyse der Absorption des Laserpulses zeigt, daß in dem Fall der hier betrachteten Heliumgasschicht 6% absorbiert werden, und daß nur 0.1% der Gesamtpulsenergie für die Ionisation des Materials aufgewendet werden. Allerdings wird die Ionisationsenergie fast ausschließlich den ersten Laserhalbzyklen entzogen, die ungefähr 11% ihrer Energie durch die Ionisation verlieren. Diese nachhaltige Beeinflussung durch die Ionisation führt zu einer sehr ausgeprägten Ionisationsblauverschiebung des ersten Teils des Laserpulses, der noch durch die Gasschicht läuft, während er diese teilweise ionisiert.

Die auf der Rückseite der Gasschicht erzeugten elektrischen Felder wurden dann räumlich und zeitlich charakterisiert und mit denen auf der Vorderseite verglichen. Es zeigt sich, daß sie sich wesentlich voneinander unterscheiden. Die Felder auf der Vorderseite haben sowohl eine mit der Laserfrequenz oszillierende Feldkomponente parallel zur Targetoberfläche als auch eine Komponente entlang der Targetnormalen, die sich nur ihrem Betrag nach zeitlich stark ändert, aber immer ins Vakuum vor der Targetoberfläche zeigt. Das elektrische Feld auf der Rückseite ist parallel zur Targetnormalen, die Komponenten parallel zur Targetoberfläche sind vernachlässigbar. Darüber hinaus zeigt das Feld immer ins Vakuum und besitzt über einen Zeitraum von einigen Laserzyklen Feldstärken, die von derselben Größenordnung sind wie die Laserfeldamplitude. Es treten dabei Spitzenfeldstärken von über $9 \times 10^{11} \text{V/m}$, bzw. 112% der maximalen Laserfeldamplitude auf. Man erzeugt also mittels der schnellen Elektronen auf der Rückseite ein quasistatisches elektrisches Feld, das die atomare Feldstärkeinheit ($5 \times 10^{11} \text{V/m}$) übertrifft.

Anschließend wurde der Einfluß von Variationen der Gasdichte und der Laserintensität auf die rückseitig erzeugten Feldstärken systematisch untersucht. Für Dichten im unterkritischen Bereich werden nahezu keine schnellen Elektronen erzeugt. Der Puls läuft ionisierend durch die Gasschicht. Auf der

Rückseite werden dann Elektronen durch den Lichtdruck ins Vakuum gedrückt, wodurch ebenfalls beachtliche Feldstärken erzielt werden. Für überkritische Dichten können mit zunehmender Gasdichte weniger Elektronen durch die Schicht hindurchpropagieren, und die erzeugten Feldstärken nehmen ab.

Festkörpertarget: Borfolie

Von besonderer Bedeutung sind Experimente an Festkörperschichten. Deshalb wurde mit Hinblick auf eine experimentelle Umsetzung ein Festkörpertarget untersucht. Dabei handelt es sich um eine dünne Borfolie – 395nm dick –, die bei einer Wellenlänge von ebenfalls 395nm mit einer Intensität von 10^{18}W/cm^2 bestrahlt wird. Der gewählte Puls ist p-polarisiert mit einem Einstrahlwinkel von 31° und wiederum sechs Laserzyklen lang. Auch bei diesen hohen Dichten ist der Effekt der Feldionisation durch Elektronenjets sowohl im Target als auch auf der Rückseite zu beobachten. Die Feldstärken auf der Rückseite liegen auch hier wieder in der Größenordnung der Laserfeldamplitude, d. h. im Bereich von 10^{12}V/m . Eine mögliche Anwendung für diese Felder besteht darin, sie zur Erzeugung von hoch-Z Ionen zu nutzen und auf diese Weise eine Ionenquelle für Schwerionenbeschleuniger zu bauen. Einfache Abschätzungen zeigen, daß auf der Rückseite einer Folie bis zu 10^{10} Pb-Ionen mit Ladungszuständen im Bereich von 25+ mit heute verfügbaren Lasern erzeugt werden können. Dies entspricht annähernd den Spezifikationen der auf CO_2 -Lasern basierenden Quellen, die am CERN bereits in der Entwicklung sind. Bei diesen Quellen ionisiert der Laser direkt einen Gasjet.

Isochores Heizen eines Festkörpers

Höhepunkt dieses Teils der Arbeit ist die Simulation eines Experiments, bei dem die Oberflächenschicht eines Aluminiumtargets bis zu einer Tiefe von 25-50nm durch kurze Pulse (150fs) sehr effizient geheizt wird, und ein Plasma mit einer Temperatur von einigen hundert eV (einigen 10^6K) und einer Dichte nahe der Festkörperdichte entsteht. Aluminium unterscheidet sich von dem zuvor betrachteten Bor nicht nur durch seine höhere Dichte, sondern insbesondere durch seine höhere Kernladungszahl, $Z=13$ gegenüber $Z=5$. Deshalb laufen die vom Laser erzeugten schnellen Elektronen nicht wie im Fall der Borfolie durch das Target hindurch, sondern thermalisieren aufgrund der Coulombstöße sehr schnell und geben dabei ihre Energie an das Plasma ab.

Saemann *et al.* [7–9] gelang es erstmals mittels des fs-Lasersystems ATLAS, 150fs Pulsdauer mit einer Intensität von 10^{17}W/cm^2 , ein Plasma bei Festkörperdichte mit einer Temperatur von 300eV zu erzeugen. Der Druck in diesem stark gekoppelten Plasma (Kopplungsparameter $\Gamma \approx 5$) beträgt ungefähr 0.5Gbar. Aufgrund der hohen Elektronentemperatur handelt es sich nicht um ein entartetes Plasma. Die PIC-Simulationen dienen dazu, einen detaillierten Einblick in die ablaufenden Transportprozesse zu erhalten. Für die Simulationen ist es von essentieller Bedeutung, daß der PIC-Code nicht

nur sämtliche auftretenden Ladungszustände und zugehörigen Ionisationsprozesse beschreiben kann, sondern darüber hinaus auch Zweiteilchenstöße beinhaltet.

Die PIC-Simulationen reproduzieren sehr gut die gemessene Energieeindringtiefe und die Ladungszustandsverteilung im Target. Da Coulombstöße zwischen den Teilchen im Plasma berücksichtigt werden, kann man jetzt auch den diffusiven Wärmetransport in das Target studieren. Neben dem diffusiven Transport ist ausgeprägter nicht-lokaler Wärmetransport durch schnelle Elektronen zu beobachten. An dieser Stelle wurden Vergleiche mit hydrodynamischen Simulationen angestellt, bei denen das Plasma als Flüssigkeit behandelt wird. In hydrodynamischen Simulationen wird der Wärmetransport rein diffusiv beschrieben. Sie liefern deshalb eine niedrigere Energieeindringtiefe im Vergleich mit dem Experiment und den PIC-Simulationen. Die PIC-Simulationen liefern hingegen eine selbstkonsistente Beschreibung, die den diffusiven und den nicht-lokalen Wärmetransport wiedergibt und dabei auch elektrische Felder explizit berücksichtigt, die den Elektronentransport in das Target nachhaltig beeinflussen. Das Energiespektrum der Elektronen läßt sich näherungsweise mit zwei unterschiedlichen Temperaturen beschreiben. Der hochenergetische Teil des Spektrums weist eine Temperatur von ungefähr 1.5keV auf. Auf der Vorderseite des Targets baut sich eine Potentialbarriere von circa 1.5keV auf, so daß nur die hochenergetischen Elektronen besonders tief in das Target eindringen können. Auch die Absorption (6%) stimmt sehr gut mit der gemessenen (7%) überein. Darüber hinaus wurde die zunehmende Bedeutung von kinetischen Effekten beim Übergang zu höheren Laserintensitäten untersucht. Die Erzeugung von schnellen Elektronen mit Energien oberhalb von 0.5keV nimmt drastisch zu.

Bremsstrahlung

Bei der Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen sehr hoher Intensität mit Festkörpertargets wird durch die schnellen Elektronen intensive Bremsstrahlung mit Energien bis in den MeV-Bereich auf einer fs-Zeitskala erzeugt. Das Volumen, aus dem die auf diese Weise erzeugte Bremsstrahlung emittiert wird, ist von der Größenordnung $(10 - 100 \mu\text{m})^3$. Die kurze Emissionsdauer und das kleine Emissionsvolumen machen diese Form der Bremsstrahlungserzeugung für Anwendungen im Diagnostikbereich interessant, z. B. für Pump-Probe-Experimente. Im Mittelpunkt des letzten Teils der Arbeit steht die Erzeugung der intensiven, hochenergetischen Bremsstrahlung. Da die PIC-Beschreibung der kollektiven Wechselwirkungen die Erzeugung der Bremsstrahlung nicht beinhaltet, muß diese separat behandelt werden. Der erweiterte PIC-Code verknüpft jetzt die Erzeugung der Bremsstrahlung selbstkonsistent mit der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung.

Mit ihm wurde die Bremsstrahlung einer $5 \mu\text{m}$ dicken Bleifolie untersucht, die mit einem p-polarisierten Laserpuls unter 45° und einer Intensität von 10^{21}W/cm^2 bestrahlt wird. Das Bremsstrahlungsspektrum zeigt eine ausgeprägte Emission im keV-Bereich und die maximalen Photonenenergien liegen

bei 5 MeV. Die Winkelabhängigkeit der Abstrahlung stand im Zentrum der Untersuchung. Sie erlaubt einen Einblick in die Elektronendynamik im Target. Dabei zeigt sich, daß die schnellen Elektronen nicht exakt senkrecht in das Target eindringen, sondern daß die bevorzugte Propagationsrichtung der schnellen Elektronen zwischen der Targetnormalen und der Einfallrichtung des Laserpulses liegt. In einem kürzlich durchgeführten Experiment wurde dieser Effekt ebenfalls beobachtet [68]. Ein detaillierter Vergleich mit dem Experiment steht aber noch aus, da die experimentellen Ergebnisse erst kürzlich publiziert wurden.

Der in dieser Arbeit entwickelte Algorithmus zur Beschreibung der Bremsstrahlung kann direkt in einen zwei- oder dreidimensionalen PIC-Code übernommen werden. Damit sind dann Untersuchungen möglich, die eine räumlich dreidimensionale Beschreibung erfordern. Von besonderem Interesse ist z. B. die Situation, bei der es in einem Plasmagradianten zu relativistischer Selbstfokussierung und infolgedessen zur Ausbildung eines Kanals kommt, in dem hochenergetische Elektronen erzeugt werden. Eine genaue Analyse der Bremsstrahlung führt möglicherweise zu einem besseren Verständnis der im Kanal ablaufenden Prozesse. So ist z. B. der Beschleunigungsmechanismus der hochenergetischen Elektronen [54, 55, 58–60] noch nicht vollständig verstanden.

Anhang A

Particle-In-Cell Algorithmus

In diesem Anhang wird eine detaillierte Beschreibung der numerischen Umsetzung des in Abschnitt 2.2.1 diskutierten Particle-In-Cell Algorithmus gegeben. In Abbildung 2.1 ist der zugrundeliegende PIC-Zyklus dargestellt, der bei der selbstkonsistenten Lösung der relativistischen Bewegungsgleichungen (2.6) und der Maxwell-Gleichungen (2.7) verwendet wird.

Die dabei benutzte Teilchen- und Gittergeometrie ist in Abbildung A.1 gezeigt. Die Ladung einer Zelle ist ebenso wie der transversale Strom in der Zellmitte zentriert. Die longitudinalen Ströme und die elektromagnetischen Felder sind hingegen an den Zellgrenzen bekannt. Die hochgestellten Indizes bezeichnen den Zeitschritt der Simulation.

A.1 Integration der Maxwell-Gleichungen

Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen (2.7) schreibt man diese zunächst unter Verwendung der Potentiale $(\Phi, \mathbf{A})$ in Coulombbeziehung ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$)

$$\left(\partial_x^2 - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \right) \mathbf{A}(x, t) = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{j}_\perp(x, t), \quad (\text{A.1})$$

$$\partial_x^2 \Phi(x, t) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(x, t), \quad (\text{A.2})$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\ell + \mathbf{E}_\perp, \quad \mathbf{E}_\ell = -\hat{x} \partial_x \Phi(x, t), \quad \mathbf{E}_\perp = -\partial_t \mathbf{A}(x, t), \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{B}(x, t) = \nabla \times \mathbf{A}(x, t). \quad (\text{A.4})$$

Dabei ist $\mathbf{A}$ das Vektorpotential und Φ das skalare Potential des elektromagnetischen Feldes und $\mathbf{j}_\perp = \hat{y} j_y + \hat{z} j_z$ ist der transversale Strom. Die longitudinale elektrische Feldkomponente $\mathbf{E}_\ell$ in x -Richtung wird aus der Poisson-Gleichung (A.2) bestimmt und die transversale Komponente aus der Wellengleichung (A.1).

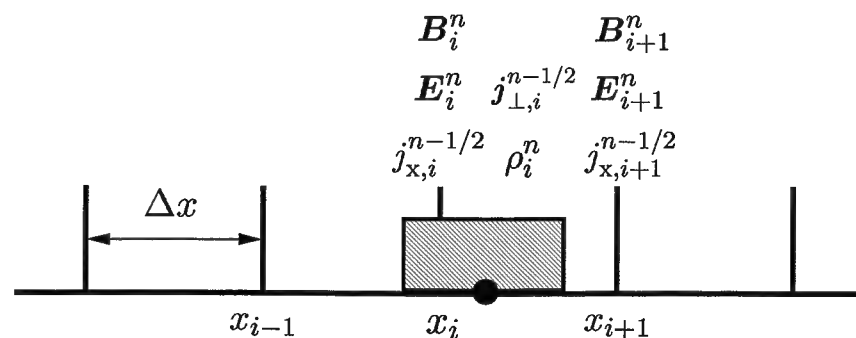


Abbildung A.1 Dargestellt ist die Zellestruktur des PIC-Codes und ein Makroteilchen. Die Zuordnung eines Teilchens zu einer Zelle erfolgt in Abhängigkeit der Lage seines Schwerpunkts. Das gezeigte Teilchen liegt in Zelle i .

A.1.1 Transversale Felder

Für die transversalen Felder wird die Wellengleichung (A.1) über die Zeit integriert. Das verwendete Verfahren findet sich in [12]. Umgeschrieben lautet die Wellengleichung

$$(\partial_t - c \partial_x) (\partial_t + c \partial_x) A(x, t) = \frac{1}{\epsilon_0} j_{\perp}. \quad (\text{A.5})$$

Aus der y -Komponente ergibt sich unter Verwendung von $E_{\perp} = -\partial_t A$ und $B = \nabla \times A = -\hat{y} \partial_x A_z + \hat{z} \partial_x A_y$

$$(\partial_t - c \partial_x) (E_y - c B_z) = -\frac{1}{\epsilon_0} j_y, \quad (\text{A.6})$$

$$(\partial_t + c \partial_x) (E_y + c B_z) = -\frac{1}{\epsilon_0} j_y, \quad (\text{A.7})$$

je nach Reihenfolge der Anwendung der Differentialoperatoren. Zusammengefaßt ergibt sich

$$(\partial_t \pm c \partial_x) F^{\pm} = -\frac{1}{2\epsilon_0} j_y, \quad F^{\pm} := \frac{1}{2} (E_y \pm c B_z). \quad (\text{A.8})$$

Aus der z -Komponente von (A.5) erhält man in analoger Weise

$$(\partial_t \mp c \partial_x) G^{\pm} = -\frac{1}{2\epsilon_0} j_z, \quad G^{\pm} := \frac{1}{2} (E_z \pm c B_y). \quad (\text{A.9})$$

Aus den Summen und Differenzen $F^+ \pm F^-$ bzw. $G^+ \pm G^-$ erhält man die Felder. Die Differentialoperatoren in den Gleichungen (A.8, A.9) sind konvektive Ableitungen entlang von Vakuumcharakteristiken. Die Größen F^+ und G^- propagieren im Vakuum ($j_{\perp} = 0$) frei in positive x -Richtung ($F^+ = F^+(x - ct)$, $G^- = G^-(x - ct)$), und F^- und G^+ propagieren in negative x -Richtung ($F^- = F^-(x + ct)$, $G^+ = G^+(x + ct)$).

Auch im Falle eines nicht verschwindenden transversalen Stromes wird die numerische Integration entlang der Vakuumcharakteristiken ausgeführt. Die dazu erforderliche Diskretisierung der Gleichung (A.8) ergibt für F^+

$$\frac{F^+(x + \Delta x, t + \Delta t) - F^+(x, t)}{\Delta t} = -\frac{1}{2\epsilon_0} j_y \left(x + \frac{\Delta x}{2}, t + \frac{\Delta t}{2} \right). \quad (\text{A.10})$$

Dabei sind der Orts- und Zeitschritt über $\Delta x = c \Delta t$ verknüpft. Durch die Orts- und Zeitzentrierung des Stromes j_y ist gewährleistet, daß die Wellengleichung auch in der diskretisierten Version zeitumkehrinvariant ist. Die Integration der Wellengleichung lautet dann in abgekürzter Form

$$F_{i+1}^+(n+1) = F_i^+(n) - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} j_{y,i+1/2}^{n+1/2}, \quad (\text{A.11})$$

$$F_i^-(n+1) = F_{i+1}^-(n) - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} j_{y,i+1/2}^{n+1/2}, \quad (\text{A.12})$$

$$G_i^+(n+1) = G_{i+1}^+(n) - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} j_{z,i+1/2}^{n+1/2}, \quad (\text{A.13})$$

$$G_{i+1}^-(n+1) = G_i^-(n) - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} j_{z,i+1/2}^{n+1/2}. \quad (\text{A.14})$$

Der Index i bezeichnet die Zelle mit der Zellkoordinate $x_i = i \Delta x$, siehe Abbildung A.1, und n kennzeichnet die Zeit $t_n = n \Delta t$.

A.1.2 Longitudinales Feld

Für das longitudinale Feld $E_x(x, t) = -\partial_x \Phi(x, t)$ muß die Poisson-Gleichung

$$\partial_x^2 \Phi(x, t) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(x, t) \quad (\text{A.15})$$

gelöst werden. Eine Lösung der diskretisierten Version der Poisson-Gleichung erfordert ein globales Verfahren bei dem eine schnelle Fouriertransformation (Fast-Fourier-Transform, FFT) auf dem gesamten Gitter durchgeführt werden muß.

Als Alternative dazu existiert ein von Villasenor und Buneman entwickeltes lokales Verfahren [69] bei dem nur lokale Information benötigt wird. Dieses Verfahren wird im verwendeten PIC-Code benutzt. Differenziert man die Poisson-Gleichung nach der Zeit, $\partial_t \partial_x E_x(x, t) = \partial_t \rho(x, t) / \epsilon_0$, so erhält man unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung $\partial_t \rho + \partial_x j_x = 0$

$$\partial_t E_x(x, t) = -\frac{1}{\epsilon_0} j_x(x, t), \quad (\text{A.16})$$

wobei die partiellen Ableitungen nach Ort und Zeit vertauscht wurden und die Konstante der x -Integration gleich null ist. Bei einer die Kontinuitätsgleichung exakt erfüllenden Stromdeposition ist durch

$$E_i^{n+1} = E_i^n - \frac{\Delta t}{\epsilon_0} j_{x,i}^{n+1/2} \quad (\text{A.17})$$

somit die Propagation des Feldes E_x gegeben. Dieses Verfahren ist vollständig äquivalent zur Lösung der Poissongleichung, mit dem Unterschied, daß sich diese lokale Prozedur besonders für eine Umsetzung auf einem Parallelrechner eignet, siehe Abschnitt 2.2.2.

A.2 Integration der Bewegungsgleichung

Um im PIC-Code beliebig polarisierte Laserstrahlung handhaben zu können, müssen drei Geschwindigkeitskomponenten für die Teilchen verwendet werden. Die voll relativistische Bewegungsgleichung

$$m\partial_t \mathbf{u} = q \left(\mathbf{E} + \frac{1}{\gamma} \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right), \quad \mathbf{u} = \gamma \mathbf{v} \quad (\text{A.18})$$

wird mittels einer Methode von Boris [12, 70] integriert. Die Felder $\mathbf{E}^n$ und $\mathbf{B}^n$ zum Zeitpunkt $t = n\Delta t$ am Schwerpunkt des Teilchens werden durch lineare Interpolation von den benachbarten Gitterpunkten bestimmt. Die diskretisierte und Zeit-zentrierte Version der Bewegungsgleichung lautet

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1/2} - \mathbf{u}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left(\mathbf{E}^n + \frac{1}{2\gamma^n} (\mathbf{u}^{n+1/2} + \mathbf{u}^{n-1/2}) \times \mathbf{B}^n \right). \quad (\text{A.19})$$

Substituiert man

$$\mathbf{u}^{n-1/2} = \mathbf{u}^- - \frac{q}{2m} \mathbf{E}^n \Delta t, \quad \mathbf{u}^{n+1/2} = \mathbf{u}^+ + \frac{q}{2m} \mathbf{E}^n \Delta t \quad (\text{A.20})$$

so erhält man

$$\frac{\mathbf{u}^+ - \mathbf{u}^-}{\Delta t} = \frac{q}{2m\gamma^n} (\mathbf{u}^+ + \mathbf{u}^-) \times \mathbf{B}^n. \quad (\text{A.21})$$

Die letzte Gleichung beschreibt eine Rotation des Vektors $\mathbf{u}^-$ nach $\mathbf{u}^+$. Die Beschleunigung (A.19) zerfällt in drei aufeinander folgende Schritte, eine erste Beschleunigung mit der Hälfte des anliegenden $\mathbf{E}$ -Feldes (A.20), eine Rotation (A.21), und eine weitere „halbe Beschleunigung“ (A.20).

Die Rotation selbst zerfällt wiederum in zwei Teilschritte,

$$\begin{aligned} \mathbf{u}' &= \mathbf{u}^- + \mathbf{u}^- \times \mathbf{t}, \\ \mathbf{u}^+ &= \mathbf{u}^- + \mathbf{u}' \times \mathbf{s}, \end{aligned}$$

mit $\mathbf{t} = B q \Delta t / (2m\gamma^n)$ und $\mathbf{s} = 2\mathbf{t} / (1 + \mathbf{t}^2)$, und somit ist

$$\mathbf{u}^+ = \begin{pmatrix} 1 - s_z t_z - s_y t_y & s_z & -s_y \\ -s_z & 1 - s_z t_z & s_z t_y \\ s_y & s_y t_z & 1 - s_y t_y \end{pmatrix} \mathbf{u}^- \quad (\text{A.22})$$

wobei der Winkelfehler zwischen $\mathbf{u}^+$ und $\mathbf{u}^-$ von der Größenordnung $\mathcal{O}(t^3)$ ist [12].

Durch Integration der Geschwindigkeit erhält man nun die neue Position der Teilchen

$$\mathbf{r}^{n+1} = \mathbf{r}^n + \frac{\mathbf{u}^{n+1/2}}{\gamma^{n+1/2}} \Delta t \quad (\text{A.23})$$

mit $(\gamma^{n+1/2})^2 = 1 + (\mathbf{u}^{n+1/2}/c)^2$.

A.3 Ladungs- und Stromdeposition

Nach der Integration der Maxwell-Gleichungen und der Bestimmung der neuen Geschwindigkeiten und Positionen der Teilchen ist die Ladungs- und Stromdeposition auf dem Gitter durchzuführen. Der vorliegende PIC-Code verwendet das auf den eindimensionalen Fall reduzierte Verfahren von Villasenor [13, 14, 69], das hier nicht näher erläutert wird.

Anhang B

Bremsstrahlungsroutine

In diesem Anhang werden einige Details der Bremsstrahlungsroutine, die in Abschnitt 9.2 nur kurz angesprochen wurden, detailliert dargelegt. Dies ist einerseits die Berechnung des Gesamtwirkungsquerschnitts und andererseits die Bestimmung der Energie und des Winkels unter dem das erzeugte Photon abgestrahlt wird. Dabei werden theoretischen Vorüberlegungen und implementierungsfähige Ergebnisse aus dem am CERN entwickelten GEANT Code übernommen [65]. Dieser Code wurde entwickelt, um das Design und die Optimierung von komplexen Detektoren in der Hochenergiephysik zu unterstützen und die experimentellen Ergebnisse zu interpretieren.

B.1 Gesamtwirkungsquerschnitt

Der in Gleichung (9.1) benutzte Wirkungsquerschnitt wird durch Interpolation auf einem Datensatz bestimmt, der außerhalb der PIC-Simulation berechnet wird. Dies geschieht in enger Anlehnung an die Vorgehensweise im GEANT Code [65].

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Photons mit der Energie k durch ein Elektron mit der kinetischen Energie T im Feld eines Atoms der Kernladung Z sei $d\sigma(Z, T, k)/dk$ und k_c die Energie unterhalb derer keine Photonen erzeugt werden sollen und auch kein Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung berücksichtigt wird. Dann ist der Gesamtwirkungsquerschnitt für die Emission eines Photons mit einer Energie größer als k_c

$$\sigma_{\text{brems}}(Z, T, k_c) = \int_{k_c}^T \frac{d\sigma(Z, T, k)}{dk} dk. \quad (\text{B.1})$$

Es existieren zahlreiche Theorien, die die Erzeugung von Bremsstrahlung beschreiben, wobei jede ihre eigenen Beschränkungen und Anwendungsbereiche hat. Eine sehr gute Zusammenfassung findet sich bei Seltzer und Berger [71]. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dk$ ist dort für Elektronenenergien von 1keV bis zu 10GeV tabelliert. Da der GEANT Code für Detektoren in der Elementarteilchenphysik verwendet wird, werden noch höhere Energien

berücksichtigt. Für Energien oberhalb von 10 GeV wird der abgeschirmte differentielle Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitt verwendet [72, 73] zusammen mit den Migdal Korrekturen [74, 75]. Die erste Migdal Korrektur ist nur für sehr hohe Energien ($T \geq 1 \text{ TeV}$) von Bedeutung, die zweite Korrektur ist bereits bei 100 MeV-1 GeV zu berücksichtigen. Diese Daten werden durch die folgende Parametrisierung angenähert

$$\sigma_{\text{brems}}(Z, T, k_c) = \frac{Z(Z + \xi_\sigma)(T + m)^2}{T(T + 2m)} [\ln(T/k_c)]^\alpha F_\sigma(Z, X, Y) \quad [\text{barn}] \quad (\text{B.2})$$

wobei m die Elektronenmasse $m_e c^2$ ist,

$$X = \ln(E/m), \quad Y = \ln(v_\sigma E/k_c) \quad (\text{B.3})$$

mit $E = T + m$. Die Konstanten ξ_σ , α und v_σ sind Parameter, die numerisch angepaßt werden. Die Funktion F_σ hat die Form

$$F_\sigma(Z, X, Y) = F_{\sigma 0}(X, Y) + Z F_{\sigma 1}(X, Y) \quad (\text{B.4})$$

wobei $F_{\sigma 0}(X, Y)$ und $F_{\sigma 1}(X, Y)$ Polynome der Variablen X und Y sind, deren Koeffizienten ebenfalls angepaßt werden. Bei der Anpassung mittels der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung wurden 4000 Datenpunkte im Bereich

$$Z = 6; 13; 29; 47; 74; 92 \quad 10 \text{ keV} \leq T \leq 10 \text{ TeV} \quad (\text{B.5})$$

verwendet. Die auf diese Weise bestimmten Parameter findet man im GEANT Code und müssen nicht selbst berechnet werden. Der Fehler der Parametrisierung (B.2) liegt ungefähr bei

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \begin{cases} 12 - 15\% & \text{für } T \leq 1 \text{ MeV} \\ \leq 5 - 6\% & \text{für } 1 \text{ MeV} < T \leq 10 \text{ TeV} \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

Die Parametrisierung (B.2) wird verwendet, um für ein beliebiges Targetmaterial, das durch die Kernladungszahl Z charakterisiert ist, den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{brems}}(Z, T, k_c)$ als Funktion von T zu tabellieren. Dabei wird neben der unteren Grenze k_c auch eine passend gewählte obere Grenze für T angegeben, da der Wirkungsquerschnitt für unrealistisch große Energien T im PIC-Code nicht benötigt wird. Die Interpolation auf dem auf diese Weise bestimmten Datensatz ist wesentlich schneller als eine direkte Verwendung der umfangreichen Parametrisierung.

B.2 Energie des Photons

Die Energie des Photons k wird aus dem Bremsstrahlungsspektrum von Seltzer und Berger [71] bestimmt. Die dort tabellierten Werte für Materialien mit $Z = 6, 13, 29, 47, 74, 92$ und Elektronenenergien im Bereich 1 keV-10 GeV

werden durch eine numerisch angepaßte Parametrisierung beschrieben. Die Parametrisierung der Größe

$$S(x) = C k \frac{d\sigma}{dk} \quad (\text{B.7})$$

lautet

$$S(x) = \begin{cases} (1 - a_h \epsilon) F_1(\delta) + b_h \epsilon^2 F_2(\delta) & T \geq 1 \text{ MeV} \\ 1 + a_l x + b_l x^2 & T < 1 \text{ MeV} \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

wobei C eine Normalisierungskonstante, T , E die kinetische und die Gesamtenergie des Elektrons sind, $x = \frac{k}{T}$ und $\epsilon = \frac{k}{E} = x \frac{T}{E}$. Die Funktionen $F_i(\delta)$ lauten

$$\delta = \frac{136 m_e \epsilon}{Z^{1/3} E (1 - \epsilon)} \quad (\text{B.9})$$

$$F_1(\delta) = F_0(42.392 - 7.796\delta + 1.961\delta^2 - F) \quad \delta \leq 1 \quad (\text{B.10})$$

$$F_2(\delta) = F_0(41.734 - 6.484\delta + 1.250\delta^2 - F) \quad \delta \leq 1 \quad (\text{B.11})$$

$$F_1(\delta) = F_2(\delta) = F_0(42.24 - 8.368 \ln(\delta + 0.952) - F) \quad \delta > 1 \quad (\text{B.12})$$

$$F_0 = \frac{1}{42.392 - F} \quad (\text{B.13})$$

$$F = 4 \ln Z - 0.55 (\ln Z)^2. \quad (\text{B.14})$$

Für die Größen a_h , b_h , a_l und b_l gilt

$$a_h = 1 + \frac{a_{h1}}{u} + \frac{a_{h2}}{u^2} + \frac{a_{h3}}{u^3} \quad (\text{B.15})$$

$$b_h = 0.75 + \frac{b_{h1}}{u} + \frac{b_{h2}}{u^2} + \frac{b_{h3}}{u^3} \quad (\text{B.16})$$

$$a_l = a_{l0} + a_{l1} u + a_{l2} u^2 \quad (\text{B.17})$$

$$b_l = b_{l0} + b_{l1} u + b_{l2} u^2 \quad (\text{B.18})$$

wobei $u = \ln\left(\frac{T}{m_e}\right)$. Die Parameter a_{hi} , b_{hi} , a_{li} und b_{li} sind Polynome zweiten Grades der Variable $v = [Z(Z + 1)]^{1/3}$, deren Koeffizienten durch die Anpassung an die tabellierten Daten bestimmt werden. Diese Koeffizienten findet man im GEANT Code. Die Parametrisierung reproduziert die tabellierten Werte von Seltzer und Berger bis auf ein paar Prozent genau, 2-3% im Mittel mit einem maximalen Fehler von weniger als 12%.

Abgesehen von der Normierung läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt somit schreiben als

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{1}{\ln \frac{1}{x_c}} \frac{1}{x} g(x) = \frac{1}{\ln \frac{1}{x_c}} \frac{S(x)}{\max_x S(x)} \quad (\text{B.19})$$

wobei $x_c = k_c/T$ und k_c die Photonenenergie ist, unterhalb derer keine Photonen erzeugt werden. Unter Verwendung dieser Darstellung des Wirkungsquerschnitts bestimmt man x und damit die Photonenenergie $k = xT$ in der folgenden Weise.

1. Bestimmung von zwei Zufallszahlen r_1 und r_2 gleichmäßig verteilt in $]0, 1[$.
2. Berechnung von x gemäß der Verteilung $\frac{1}{\ln(1/x_c)} \frac{1}{x}$ mittels der Zufallszahl r_1

$$x = \exp(r_1 \ln x_c). \quad (\text{B.20})$$

3. Bestimmung von $g(x)$ und falls

- $r_2 > g(x)$ Zurückweisung von x und zurück zu Schritt 1.
- $r_2 \leq g(x)$ wird x akzeptiert.

Die in Abschnitt B.1 angesprochene Migdal Korrektur wird dadurch berücksichtigt, daß $g(x)$ mit dem Migdal Korrekturfaktor multipliziert wird. Aus Schritt 3 ergibt sich unmittelbar die zu bestimmende Photonenenergie $k = xT$. Diese wird im PIC-Code dem erzeugten Photon mitgegeben und gleichzeitig dem abstrahlenden Elektron entzogen.

B.3 Abstrahlungswinkel des Photons

Im folgenden wird kurz beschrieben, wie die Polarwinkel θ und ϕ des abgestrahlten Photons mit Bezug auf das erzeugende Elektron berechnet werden. Dabei wird eine von Urbán [65] vorgeschlagene Verteilung verwendet, die von dem von Tsai [76, 77] vorgeschlagenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dkd\Omega}$ abgeleitet ist. Diese Verteilung lautet

$$f(u) = C(ue^{-au} + due^{-3au}) \quad (\text{B.21})$$

wobei $u = \frac{E\theta}{m}$, $C = \frac{9a^2}{9+d}$ und $a = 0.625$, $d = 0.13(0.8 + \frac{1.3}{Z})(100 + \frac{1}{E})(1 + \epsilon)$ mit E in GeV. Die Bestimmung von θ geschieht dann folgendermaßen.

1. Bestimmung von drei Zufallszahlen r_1 , r_2 und r_3 gleichmäßig verteilt in $[0, 1]$.
2. Auswahl zwischen ue^{-au} und due^{-3au}

$$b = \begin{cases} a & \text{if } r_1 < \frac{9}{9+d} \\ 3a & \text{if } r_1 \geq \frac{9}{9+d} \end{cases}. \quad (\text{B.22})$$

3. Bestimmung von u gemäß der Verteilung ue^{-bu}

$$u = -\frac{\log(r_2 r_3)}{b}. \quad (\text{B.23})$$

Der Polarwinkel ist dann $\theta = um/E$. Der Azimuthalwinkel ϕ wird gleichmäßig verteilt aus $[0, 2\pi]$ bestimmt. Damit ist die Abstrahlungsrichtung des Photons gegenüber der Propagagtionsrichtung des Elektrons bestimmt.

Literatur

- [1] D. Strickland und G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [2] M. D. Perry und G. Mourou, *Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers*, Science **264**, 917 (1994).
- [3] G. A. Mourou, C. P. J. Barty und M. D. Perry, *Ultrahigh-Intensity Lasers: Physics of the Extreme on a Tabletop*, Physics Today S. 22 (Januar 1998).
- [4] C. Spielmann, N. H. Burnett, S. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnürer, C. Kan, M. Lenzer, P. Wobrauschek und F. Krausz, *Generation of Coherent X-rays in the Water Window Using 5-Femtosecond Laser Pulses*, Science **278**, 661 (1997).
- [5] M. Tatarakis, J. R. Davies, P. Lee, P. A. Norreys, N. G. Kassapakis, F. N. Beg, A. R. Bell, M. G. Haines und A. E. Dangor, *Plasma Formation on the Front and Rear of Plastic Targets due to High-Intensity Laser-Generated Fast Electrons*, Phys. Rev. Lett. **81**, 999 (1998).
- [6] H. Haseroth, H. Kugler, K. Langbein, N. Lisi, A. Lombardi, H. Magnusson, W. Pirkel, J. C. Schnuriger, R. Scrivens, J. Tambini, E. Tanke (PS Div., CERN, Geneva, Switzerland), S. Homenko, K. Makarov, V. Roerich, A. Stepanov, Y. Satov, S. Kondrashev, S. Savin, B. Sharkov, A. Shumshurov, J. Krasa, L. Laska, M. Pfeifer und E. Woryna, *Developments at the CERN laser ion source*, Rev. Sci. Ins. **69**, 1051 (1998).
- [7] A. Saemann, *Erzeugung eines heißen Plasmas bei Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150fs langen Laserpulsen*, Doktorarbeit, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt (1998).
- [8] A. Saemann, K. Eidmann, I. E. Golovkin, R. C. Mancini, E. Andersson, E. Förster und K. Witte, *Isochoric Heating of Solid Aluminum by Ultrashort Laser Pulses Focused on a Tamped Target*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4843 (1999).
- [9] A. Saemann und K. Eidmann, *X-ray emission from metallic (Al) and dielectric (glass) targets irradiated by intense ultrashort laser pulses*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1334 (1998).

- [10] R. C. Davidson, *Methods in Nonlinear Plasma Theory*, Bd. 37 in Pure and Applied Physics, Academic Press, Inc., New York (1972).
- [11] S. de Groot, W. van Leeuwen und C. van Weert, *Relativistic Kinetic Theory, Principles and Applications*, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1980).
- [12] C. K. Birdsall und A. B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*, Adam Hilger, New York (1991).
- [13] R. Lichters, *Relativistische Wechselwirkung intensiver kurzer Laserpulse mit überdichten Plasmen: Erzeugung hoher Harmonischer* MPQ 219 (1997).
- [14] R. Lichters, R. E. W. Pfund und J. Meyer-ter-Vehn, *LPIC++ A Parallel One-dimensional Relativistic Electromagnetic Particle-In-Cell Code for Simulating Laser-Plasma-Interaction* MPQ 225 (1997).
- [15] A. Bourdier, *Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. Relativistic effects*, Phys. Fluids 26(7), 1804 (1983).
- [16] D. Bauer, *Dynamik der Feldionisation im intensiven Laserpuls*, Doktorarbeit, Technische Hochschule Darmstadt, Darmstadt (1997).
- [17] K. C. Kulander, *Time-dependent Hartree-Fock theory of multiphoton ionization: Helium*, Phys. Rev. A 36, 2726 (1987).
- [18] C. A. Ullrich, U. J. Grossmann und E. K. U. Gross, *Time-Dependent Optimized Effective Potential*, Phys. Rev. Lett. 74, 872 (1995).
- [19] E. K. U. Gross und W. Kohn, *Local Density-Functional Theory of Frequency-Dependent Linear Response*, Phys. Rev. Lett. 55, 2850 (1985).
- [20] L. V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys. JETP 20, 1307 (1965).
- [21] F. H. M. Faisal, *Multiple absorption of laser photons by atoms*, J. Phys. B 6, L89 (1973).
- [22] H. R. Reiss, *Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system*, Phys. Rev. A 22, 1786 (1980).
- [23] D. M. Wolkow, *Über eine Klasse von Lösungen der Diracschen Gleichung*, Z. Phys. 119, 250 (1935).
- [24] S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland und S. L. Chin, *Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression*, J. Opt. Soc. Am. B 8, 858 (1991).
- [25] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik Band III Quantenmechanik*, Akademie-Verlag, Berlin (1974).

- [26] A. M. Perelomov, V. S. Popov und M. V. Terent'ev, *Ionization of atoms in an alternating electric field*, JETP 23, 924 (1966).
- [27] M. V. Ammosov, N. B. Delone und V. P. Krainov, *Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field*, Sov. Phys. JETP 64, 1191 (1986).
- [28] R. Fedosejevs, X. F. Wang und G. D. Tsakiris, *Onset of relativistic self-focusing in high density gas jet targets*, Phys. Rev. E 56, 4615 (1997).
- [29] B. M. Penetrante und J. N. Bardsley, *Residual energy in plasmas produced by intense subpicosecond lasers*, Phys. Rev. A 43, 3100 (1991).
- [30] V. Vahedi und M. Surendra, *A Monte Carlo collision model for the particle-in-cell method: applications to argon and oxygen discharges*, Comput. Phys. Commun. 87, 179 (1995).
- [31] C. Jacoboni und L. Reggiani, *The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials*, Reviews of Modern Physics 55, 645 (1983).
- [32] H. Tawara und T. Kato, *Total and partial ionization cross sections of atoms and ions by electron impact*, Atomic Data and Nuclear data tables 36, 167 (1987).
- [33] K. Aichele, U. Hartenfeller, D. Hathiramani, G. Hofmann, V. Schäfer, M. Steidl, M. Stenke, E. Salzborn, T. Pattard und J. M. Rost, *Electron impact ionization of the hydrogen-like ions B⁴⁺, C⁵⁺, N⁶⁺ and O⁷⁺*, J. Phys. B 31, 2369 (1998).
- [34] T. Takizuka und H. Abe, *A Binary Collision Model for Plasma Simulation with a Particle Code*, J. Comput. Phys. 25, 205 (1977).
- [35] S. Ma, R. D. Sydora und J. M. Dawson, *Binary collision model in gyrokinetic simulation plasmas*, Comput. Phys. Commun. 77, 190 (1993).
- [36] S. C. Wilks, J. M. Dawson und W. B. Mori, *Frequency up-conversion of electromagnetic radiation with use of an overdense plasma*, Phys. Rev. Lett. 61, 337 (1988).
- [37] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn und A. Pukhov, *Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity*, Phys. Plasmas 3, 3425 (1996).
- [38] W. L. Kruer und K. Estabrook, *$\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ heating by very intense laser light*, Phys. Fluids 28, 431 (1985).
- [39] H. Ruhl und P. Mulser, *Relativistic Vlasov simulation of intense fs laser pulse matter interaction*, Phys. Lett. A 205, 388 (1995).

- [40] F. Brunel, *Not-So-Resonant, Resonant Absorption*, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
- [41] D. Bauer, *Ejection energy of photoelectrons in strong-field ionization*, Phys. Rev. A **55**, 2180 (1997).
- [42] S. Kato, Y. Kishimoto und J. Koga, *Convective amplification of wake field due to self-modulation of a laser pulse induced by field ionization*, Phys. Plasmas **5**, 292 (1998).
- [43] S. Bastiani, A. Rousse, J. P. Geindre, P. Audebert, C. Quiox, G. Hamoniaux, A. Antonetti und J. C. Gauthier, *Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths*, Phys. Rev. E **56**, 7179 (1997).
- [44] J. R. Davies, A. R. Bell, M. G. Haines und S. M. Guérin, *Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets*, Phys. Rev. E **56**, 7193 (1997).
- [45] K. Eidmann, S. Hüller und J. Meyer-ter-Vehn, in Vorbereitung (1999).
- [46] R. Ramis, R. Schmalz und J. Meyer-ter-Vehn, *A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*, Comp. Phys. Commun. **49**, 475 (1988).
- [47] L. Spitzer und R. Härm, *Transport phenomena in a completely ionized gas*, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [48] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Addison-Wesley, New York (1988).
- [49] A. R. Bell, R. G. Evans und D. J. Nicholas, *Electron Energy Transport in Steep Temperature Gradients in Laser-Produced Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **46**, 243 (1981).
- [50] D. F. Price, R. M. More, R. S. Walling, G. Guethlein, R. L. Shepherd, R. E. Stewart und W. E. White, *Absorption of Ultrashort Laser Pulses by Solid Targets Heated Rapidly to Temperatures 1-1000eV*, Phys. Rev. Lett. **75**, 252 (1995).
- [51] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dulieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka und J. L. Miquel, *Experimental Demonstration of Relativistic Self-Channeling of a Multitrawatt Laser Pulse in an Underdense Plasma*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2953 (1995).
- [52] A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma: Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3975 (1996).

- [53] M. Borghesi, A. J. MacKinnon, L. Barringer, R. Gaillard, L. A. Gizzi, C. Meyer, O. Willi, A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic channeling of a picosecond laser pulse in a near-critical preformed plasma*, Phys. Rev. Lett. **78**, 879 (1997).
- [54] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk und D. Umstadter, *Electron Acceleration by a Laser Wakefield in a Relativistically Self-Guided Channel*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3125 (1997).
- [55] G. Malka, J. Fuchs, F. Amiranoff, S. D. Baton, R. Gaillard, J. L. Miquel, H. Pépin, C. Rousseaux, G. Bonnaud, M. Busquet und L. Lours, *Suprathermal Electron Generation and Channel Formation by an Ultrarelativistic Laser Pulse in an Underdense Preformed Plasma*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2053 (1997).
- [56] G.-Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee und P. Guzdar, *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*, Phys. Fluids **30**, 526 (1987).
- [57] E. L. Clark, F. N. Beg, K. Krushelnick, M. Santala, M. Tatarakis, I. Watts, M. Zepf, A. E. Dangor, A. Machacek, P. Norreys, D. Neely und R. Allott, *Production of energetic ions, electrons and gamma rays from relativistic laser interactions with solid density plasmas*, Konferenzbeitrag: ULIA-1, Elounda, Kreta, Griechenland (1999).
- [58] T. Tajima und J. M. Dawson, *Laser Electron Accelerator*, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [59] Z. M. Sheng und J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic wave breaking in warm plasmas*, Phys. Plasmas **4**, 493 (1997).
- [60] A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations*, Phys. Plasmas **5**, 1880 (1998).
- [61] C. Gahn, G. Pretzler, A. Saemann, G. D. Tsakiris, K. J. Witte, D. Gassmann, T. Schätz, U. Schramm, P. Thirolf und D. Habs, *MeV γ -ray yield from solid targets irradiated with fs-laser pulses*, Appl. Phys. Lett. **73**, 3662 (1998).
- [62] S. Karsch, D. Habs, T. Schätz, U. Schramm, P. G. Thirolf, J. Meyer-ter-Vehn und A. Pukhov, *Particle Physics with Petawatt Class Lasers*, to be published in Laser Part. Beams (1999).
- [63] P. L. Shkolnikov und A. E. Kaplan, *Laser-induced particle production and nuclear reactions*, J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. **6**, 161 (1997).
- [64] P. L. Shkolnikov, A. E. Kaplan, A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn, *Positron and gamma-photon production and nuclear reactions in cascade processes initiated by sub-terawatt femtosecond laser*, Appl. Phys. Lett. **71**, 3471 (1997).

- [65] Application Software Group, Computing and Networks Division, *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup **W5013** (1993).
- [66] Y. Sentoku, K. Mima, T. Taguchi, S. Miyamoto und Y. Kishimoto, *Particle simulation on x-ray emissions from ultra-intense laser produced plasmas*, Phys. Plasmas **5**, 4366 (1998).
- [67] L. Kim, R. H. Pratt, S. M. Seltzer und M. J. Berger, *Ratio of positron to electron bremsstrahlung energy loss: An approximate scaling law*, Phys. Rev. A **33**, 3002 (1986).
- [68] M. I. K. Santala, E. Clark, F. N. Beg, M. Zepf, K. Krushelnick, A. E. Dangor, T. McCanny, I. Spencer, K. W. D. Ledingham und P. A. Norreys, *Study on the effect of plasma scale-length to the direction of fast electron generation*, Konferenzbeitrag: ULIA-1, Elounda, Kreta, Griechenland (1999).
- [69] J. Villasenor und O. Buneman, *Rigorous charge conservation for local electromagnetic field solvers*, Comput. Phys. Commun. **69**, 306 (1992).
- [70] J. P. Boris, *Relativistic plasma simulation – optimization of a hybrid code*, in: *Proc. Fourth Conf. Num. Sim. Plasmas*, S. 3, Naval Res. Lab., Washington, D.C. (1970).
- [71] S. M. Seltzer und M. J. Berger, *Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons*, Nucl. Inst. and Meth. **B12**, 95 (1985).
- [72] R. Ford und W. Nelson, SLAC 210, UC 32. SLAC (1978).
- [73] W. R. Nelson, H. Hirayama und D. W. O. Rogers, Technical Report 265, SLAC (1985).
- [74] H. Messel und D. F. Crawford, Pergamon Press, Oxford (1970).
- [75] A. B. Migdal, *Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies*, Phys. Rev. **103**, 1811 (1956).
- [76] Y.-S. Tsai, *Pair production and bremsstrahlung of charged leptons*, Rev. Mod. Phys. **46**, 815 (1974).
- [77] Y.-S. Tsai, *Erratum: Pair production and bremsstrahlung of charged leptons [Rev. Mod. Phys. 46, 815 (1974)]*, Rev. Mod. Phys. **49**, 421 (1977).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching bei München vom 1. Februar 1997 bis zum 12. Juli 1999 angefertigt.

Herrn Professor Dr. J. Meyer-ter-Vehn danke ich für die Aufnahme in seine Gruppe, sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit, viele sorgfältige und kritische Diskussionen und die hervorragenden Arbeitsbedingungen am MPQ.

Mein Dank gilt der gesamten Arbeitsgruppe am MPQ für viele interessante Diskussionen und die schöne gemeinsame Zeit, insbesondere Andreas Kemp, Angelika Hofmann, Jens Schneider, Dr. Andreas Saemann, Lukas Kurtz, Matthias Dreher, Malte Kaluza, Christoph Skornia, Dr. Theodor Schlegel, Dr. Roland Lichters, Dr. Markus Löffler, Dr. Zheng-ming Shen, Dr. Mitsuru Honda, Dr. Alexander Pukhov und allen Mitgliedern der Theoriegruppe um Professor Dr. P. Lambropoulos und allen Mitarbeitern der Laser-Plasma-Gruppe um Professor Dr. K. Witte. Danken möchte ich auch Herrn Dr. Reinhard Volk für die so wichtige Pflege der Hardware und Software und Frau Renate Weise-McKnight, stets besorgt um das Wohlergehen der Theoriegruppe.

Schließlich möchte ich meinen Eltern für den persönlichen Rückhalt während der Zeit dieser Arbeit danken.



