

# Protokoll: Plasmakristall

Praktikum für Fortgeschrittene

Ferdinand Ziese  
Stephan Hagel

29. März 2018

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Auswertung</b>	<b>3</b>
2.1	Bestimmung des Abbildungsmaßstabs . . . . .	3
2.2	Qualitative Beobachtung des Kristalls . . . . .	4
2.3	Abmessung des Kristalls . . . . .	4
2.3.1	Gitterabstände . . . . .	4
2.3.2	Teilchendichte und Teilchenzahl . . . . .	5
2.4	Bestimmung unterschiedlicher Größen . . . . .	5
2.4.1	Partikelladung $Q$ . . . . .	6
2.4.2	elektrisches Feld $E$ . . . . .	6
2.4.3	Debye-Länge $\lambda_D$ . . . . .	6
2.4.4	Coulomb-Kopplungsparameter $\Gamma$ und $\Gamma_{eff}$ . . . . .	6
2.5	Durchführung des Laserscan und Interpretation . . . . .	7
2.5.1	Bestimmung der Gitterstruktur . . . . .	7
2.5.2	Paarkorrelationsfunktion . . . . .	8
2.5.3	Mittlerer Teilchenabstand . . . . .	9
2.5.4	Bond Order-Parameter . . . . .	11
2.6	Variation externer Größen . . . . .	12
2.6.1	Druckabhängigkeit des Kristalls . . . . .	13
2.6.2	Veränderung der Struktur bei Änderung der Spannung . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Fazit</b>	<b>14</b>
<b>A</b>	<b>Zusätzliche Grafiken</b>	<b>15</b>

# 1 Physikalische Grundlagen

Das Ziel des Versuchs "Plasmakristall" ist es, in einem komplexen, mehrkomponentigen Plasma regelmäßige Strukturen zu erzeugen und diese zu untersuchen. Dazu werden einem Plasma aus Argon-Gas Mikropartikel aus Plastik zugeführt, die bei passenden äußeren Parametern (Druck, Temperatur, ...) eine regelmäßige Struktur bilden. Diese Strukturen lassen sich dann mithilfe von Kameraaufnahmen auf Eigenschaften, wie z.B. Kristallstruktur, Partikelabstand und Paarkorrelation untersuchen.

Das im Versuch verwendete Plasma ist ein klassisches, nicht relativistisches, komplexes, stark gekoppeltes, mehrkomponentiges Plasma. Ein Plasma wird als klassisch bezeichnet, falls die de-Broglie-Wellenlänge der Teilchen im Plasma weitaus kleiner als der mittlere Abstand der Teilchen ist. Wir werden später sehen, dass die Teilchenabstände im verwendeten Plasma weitaus größer sind als die de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen und somit auch insbesondere der Atomrümpfe und der Partikel. Weiterhin ist unser Plasma ein nicht relativistisches Plasma, da die mittlere Geschwindigkeit der Komponenten weit unter der Lichtgeschwindigkeit liegt. Um ein relativistisches Plasma zu erzeugen werden Temperaturen von über  $10^8$  K benötigt, was unter Anderem bei Supernovae passieren kann. Damit sich überhaupt erst ein Plasmakristall ausbilden kann, muss der effektive Coulomb-Kopplungsparameter  $\Gamma_{eff}$  sehr hoch, d.h.  $\Gamma_{eff} \simeq 100 - 1000$ , sein. In diesem Fall spricht man von einem stark gekoppelten Plasma. Der Coulomb-Kopplungsparameter quantifiziert das Verhältnis zwischen der Coulomb-Wechselwirkungsenergie der geladenen Mikropartikel und der thermischen Energie, d.h.

$$\Gamma_{eff} = \frac{Z^2 e^2 \exp(-\Delta/\lambda_D)}{4\pi\epsilon_0 \Delta k T_d}. \quad (1)$$

Dabei ist  $Ze$  die mittlere Ladung pro Partikel,  $\Delta$  der mittlere Abstand der Partikel, und  $T_d$  die kinetische Temperatur der Partikel. Die Größe  $\lambda_D$  ist die Debye-Abschirmungslänge. Sie gibt an, wie stark die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Partikeln durch die positiv geladenen Rümpfe der Argonatome abgeschirmt wird. Man erhält sie durch Bestimmung des Potentials, das auf eine Testladung im Plasma wirkt. Dazu löst man die Poisson-Gleichung

$$\Delta\varphi(r) = -4\pi\rho(r) \quad (2)$$

mit der Ladungsdichte im Plasma

$$\rho(r) = -\left(\frac{e^2 n_e}{kT_e} + \frac{e^2 n_i}{kT_i}\right)\varphi(r). \quad (3)$$

Größen mit dem Index "e" bezeichnen hierbei den elektronischen, solche mit Index "i" bezeichnen den ionischen Anteil. Die Debye-Abschirmungslänge erhält man aus dem Exponenten der Lösung dieser Gleichung

$$\varphi(r) = \frac{Q}{r} e^{-r/\lambda_D}. \quad (4)$$

In CGS-Einheiten lautet sie

$$\lambda_D = \left(\frac{4\pi e^2 n_e}{kT_e} + \frac{4\pi e^2 n_i}{kT_i}\right)^{-1/2}. \quad (5)$$

Da in schwach ionisierten Plasmen die kinetische Temperatur der Elektronen weitaus höher ist als die der Ionen, kann man  $\lambda_D$  näherungsweise durch

$$\lambda_D \simeq \sqrt{\frac{kT_i}{4\pi e^2 n_i}} \quad (6)$$

bestimmen.

Zur Entstehung des Plasmakristalls tragen verschiedene Kräfte bei. Zwischen den Mikropartikeln im Plasma wirkt zunächst aufgrund der durch Elektronenstöße entstehenden Ladung eine repulsive, abgeschirmte Coulomb-Wechselwirkung, die sogenannte Yukawa-Kraft. Allerdings tritt auch unter anderem dadurch, dass sich die Partikel untereinander von der Wechselwirkung mit den Elektronen des Plasmas abschirmen, eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Partikeln auf. Diese ist jedoch vergleichsweise sehr gering und somit vernachlässigbar. Obwohl die dominierende Kraft zwischen den Partikeln die Yukawa-Kraft ist, bilden sich dennoch regelmäßige Strukturen aus. Im Gegensatz zu einem Festkörper geschieht dies nicht durch attraktive Wechselwirkung zwischen den Partikeln, sondern es geschieht dadurch, dass die Partikel durch äußere Kräfte in einem kleinen Volumen gehalten werden. Diese Kräfte treten insbesondere durch die Gravitation, das elektrische Feld in der Plasmakammer, Reibung an nicht ionisierten Gasatomen und Thermophorese, d.h. Bewegung entgegen eines Temperaturgradienten, auf. Wenn zwischen diesen Kräften ein Gleichgewicht herrscht, also

$$\sum_i \vec{F}_{ext}^{(i)} = 0 \quad (7)$$

gilt, ordnen sich die Partikel so an, dass die gesamte Wechselwirkungsenergie zwischen ihnen lokal minimal wird.

Nach der Entstehung können für den Plasmakristall jedoch viele Größen analog zu einem Festkörper definiert werden. Ein Beispiel dafür ist die Paarkorrelationsfunktion

$$g(\vec{r}) = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i \neq j}^N \delta(\vec{r} - (\vec{r}_i - \vec{r}_j)) \right\rangle, \quad (8)$$

welche die Ordnung im Kristall quantifiziert. Die Paarkorrelationsfunktion im Plasmakristall wird in Abschnitt 2.5.2 bestimmt.

## 2 Auswertung

### 2.1 Bestimmung des Abbildungsmaßstabs

Um eine Abmessung von Abständen im Kristall zu ermöglichen, wurde zunächst der Abbildungsmaßstab der verwendeten Kamera bestimmt. Dazu wurde ein markanter Punkt auf dem Kamerabild betrachtet und die Kamera um eine bekannte Distanz verschoben. Anschließend wurde die Distanz, um die sich der gewählte Punkt verschoben hat, in Pixeln auf dem Bild vermessen. Aus dem Quotienten der Distanz in  $\mu\text{m}$  und Pixeln lässt sich der Abbildungsmaßstab bestimmen. In unserem Fall beträgt er

$$22,99 \frac{\mu\text{m}}{\text{px}}. \quad (9)$$

## 2.2 Qualitative Beobachtung des Kristalls

Beim Einbringen der Partikel in das Plasma schwingen diese zunächst sehr stark, nach einer kurzen Relaxationszeit formen sie dann regelmäßige, kristallartige Strukturen, die sich nur noch wenig verändern. Die einzelnen Ebenen des Kristalls schwingen auch nach der Relaxation etwas weiter. Innerhalb des Kristalls bilden sich verschiedene Domänen mit unterschiedlichen Teilchenabständen aus. Der Kristall hat mittig die größte Domäne, zum Rand hin werden die Domänen kleiner. Am Rand selbst, vor allem rechts und links sieht man eine Strömung von Partikeln, durch die sich Wirbel ausbilden. Eine Kameraaufnahme des gesamten Kristalls ist in Abbildung 1 zu sehen.



Abbildung 1: Totalaufnahme des entstehenden Plasmakristalls.

## 2.3 Abmessung des Kristalls

### 2.3.1 Gitterabstände

Mithilfe des Abbildungsmaßstabes lassen sich die mittleren Abstände der Gitterebenen des Kristalls bestimmen. Dazu wurden an mehreren Stellen die horizontalen und vertikalen Gitterabstände gemessen und über die Messungen gemittelt. Für den vertikalen Gitterabstand ergab unsere Messung

$$d_z = (122,61 \pm 3,13) \mu\text{m}. \quad (10)$$

Analog dazu wurde der horizontale Gitterabstand vermessen und mithilfe des Abbildungsmaßstabs umgerechnet. Das Ergebnis beträgt

$$d_x = (145,6 \pm 6,26) \mu\text{m}. \quad (11)$$

Wie bereits in Abschnitt 1 angedeutet, ist die Größenordnung, in der sich der Kristall befindet, weitaus größer als die der de-Broglie Wellenlänge eines Elektrons. Demnach können wir ohne Probleme davon ausgehen, dass es sich bei unserem Plasma um ein klassisches Plasma handelt.<sup>1</sup>

### 2.3.2 Teilchendichte und Teilchenzahl

Da wir nun die mittleren Teilchenabstände des Kristalls kennen, können wir daraus die mittlere Teilchendichte berechnen. Zuerst muss aber angemerkt werden, dass die gemessenen Abstände nur innerhalb des Bereichs gelten, in denen die Partikel eine regelmäßige Struktur bilden. Randbereiche, in denen sich Wirbel bilden (seitlicher Rand) oder die Abstände zwischen den Teilchen signifikant variieren (unterer Rand), werden bei der Berechnung nicht berücksichtigt. Daher wurde der Bereich mit einer regelmäßigen Struktur vermessen, seine Ausdehnung beträgt

$$\text{Breite: } 35,29 \text{ mm} \quad (12)$$

$$\text{Höhe: } 5,06 \text{ mm.} \quad (13)$$

Mithilfe der Formel für das Volumen eines Zylinders ergibt sich das Volumen des Kristalls zu

$$V = \pi r^2 h = 4949,3 \text{ mm}^3. \quad (14)$$

Aus den mittleren Teilchenabständen kann man die mittlere Teilchendichte bestimmen. Unter der Annahme, dass die Teilchendichte der in einem einfach kubischen Gitter entspricht, gilt

$$n = \frac{1}{d_z \cdot d_x^2} = 384,73 \text{ mm}^{-3}. \quad (15)$$

Multipliziert man nun noch die Teilchendichte mit dem Volumen des Kristalls, erhält man als Teilchenzahl

$$N = n \cdot V = 1904144 \pm 95207. \quad (16)$$

## 2.4 Bestimmung unterschiedlicher Größen

Als nächstes wollen wir einige weitere Größen des Kristalls bestimmen. Dazu wurden folgende Größen in der Versuchsanleitung gegeben:

- Teilchenradius  $a = 1,0 \text{ } \mu\text{m}$
- $kT_e = 3 \text{ eV}$
- $kT_i = 0,03 \text{ eV}$
- Dichte von Melamin-Formaldehyd:  $\rho = 1510 \text{ kg/m}^3$
- $F_n = F_i = F_{th} = 0$
- $T_d = 300 \text{ K}$
- $n_i = 10^9 \text{ cm}^{-3}$
- Materialkonstante  $B = 0,73$

---

<sup>1</sup>Genaugenommen haben wir hier lediglich die Abstände der Plastikpartikel bestimmt, jedoch kann man davon ausgehen, dass auch die Elektronen bei im verwendeten Plasma Abstände, die weit über ihrer de-Broglie Wellenlänge liegen haben.

### 2.4.1 Partikelladung $Q$

Die mittlere Ladung auf den Partikeln im Kristall lässt sich durch die Gleichung

$$Q = B \frac{4\pi\epsilon_0 a k T_e}{e} \log\left(\sqrt{\frac{T_e m}{T_i M}}\right) \quad (17)$$

bestimmen mit  $M = 39.948$  u. Einsetzen der obigen Werte liefert

$$Q = 5011.7e \quad (18)$$

### 2.4.2 elektrisches Feld $E$

Um das Elektrische Feld im Kristall zu bestimmen, nutzen wir aus, dass ein Kräftegleichgewicht zwischen der Gravitationskraft und der entgegengesetzten elektrischen Kraft herrscht, d.h.

$$|Q \cdot E| = |m \cdot g|. \quad (19)$$

Dividiert man beide Seiten durch  $|Q|$ , ergibt sich die Gleichung

$$E = \frac{mg}{|Q|} = \frac{\rho \frac{4}{3} \pi a^3 g}{|Q|} = 77,27 \frac{\text{V}}{\text{m}}. \quad (20)$$

### 2.4.3 Debye-Länge $\lambda_D$

Da bei dem Versuch ein schwach ionisiertes Plasma verwendet wurde und  $T_e \gg T_i$  gilt, können wir für die Debye-Länge die Näherung

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k T_i}{4\pi e^2 n_i}} \quad (21)$$

verwenden. Einsetzen der Werte für  $T_i$  und  $n_i$  ergibt

$$\lambda_D = 4,07 \cdot 10^{-5} \text{ m}. \quad (22)$$

### 2.4.4 Coulomb-Kopplungsparameter $\Gamma$ und $\Gamma_{eff}$

Weiterhin lassen sich aus den gegebenen und den gemessenen Werten der Coulomb-Kopplungsparameter  $\Gamma$  und der effektive Coulomb-Kopplungsparameter  $\Gamma_{eff}$  bestimmen. Für den Coulomb-Kopplungsparameter gilt

$$\Gamma = Q^2 / (4\pi\epsilon_0 \Delta k_B T_i), \quad (23)$$

wobei der mittlere Teilchenabstand  $\Delta$  benötigt wird. Da sich bei unserer Messung für die horizontale und vertikale Richtung unterschiedliche Abstände ergeben haben, würde der Kopplungsparameter richtungsabhängig werden. Um das zu verhindern, mitteln wir die Teilchenabstände und erhalten

$$\Delta = 134,11 \mu\text{m}. \quad (24)$$

Damit ergibt sich ein Kopplungsparameter von

$$\Gamma = 10432,15 \quad (25)$$

und ein effektiver Kopplungsparameter von

$$\Gamma_{eff} = \Gamma \cdot \exp\left(-\frac{\Delta}{\lambda_D}\right) = 386,68. \quad (26)$$

Wie bereits zu erwarten war, sind die Werte für  $\Gamma$  und  $\Gamma_{eff}$  in der Größenordnung von  $10^2 \sim 10^3$ . Wie in Abschnitt 1 erklärt wurde, ist ein hoher Kopplungsparameter eine Voraussetzung dafür, dass es überhaupt erst zur Bildung eines Plasmakristalls kommen kann.

## 2.5 Durchführung des Laserscan und Interpretation

Um die Struktur des Plasmakristalls weiter zu untersuchen, wurde ein Laserscan eines ausgewählten Bereichs durchgeführt. Der untersuchte Bereich ist in Abbildung 2 dargestellt. Beim Laserscan wurden die Ebenen des Kristalls aufgenommen, während eine Kamerafahrt durchgeführt wird. Dadurch lässt sich ein dreidimensionales Bild des Kristalls rekonstruieren. Die aufgenommenen Werte wurden zu einem Bild zusammengesetzt und sind in den Abbildung 3 und 4 zu sehen.

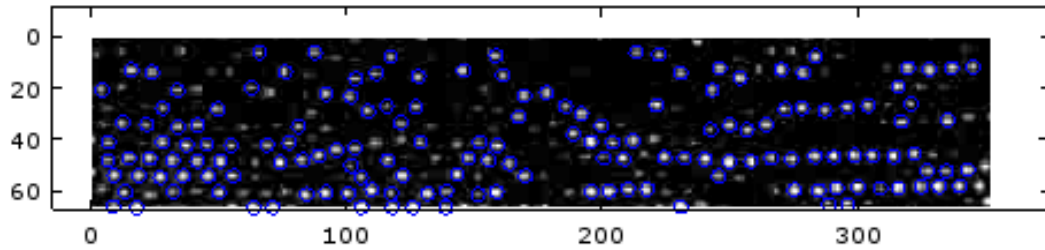


Abbildung 2: Der gewählte Ausschnitt für den Laserscan

### 2.5.1 Bestimmung der Gitterstruktur

Die aufgenommenen Daten können verwendet werden, um die Gitterstruktur des Plasmakristalls weiter zu untersuchen. Dazu möchten wir sie zunächst mit idealen Kristallstrukturen der Festkörperphysik vergleichen. Insbesondere betrachten wir die kubisch-flächenzentrierte Gitter (FCC), das kubisch-raumzentrierte (BCC) und das hexagonale (HCP) Gitter. Die Gitterstruktur des BCC-Gitters ist exemplarisch in Abbildung 5 dargestellt. Die anderen Gitterstrukturen sind in den Abbildungen 11 und 12 in Abschnitt A des Ahnhangs dargestellt. Um die Struktur des Plasmakristalls mit den idealen Gitterstrukturen vergleichen zu können, bestimmen wir verschiedene Parameter der jeweiligen Strukturen.

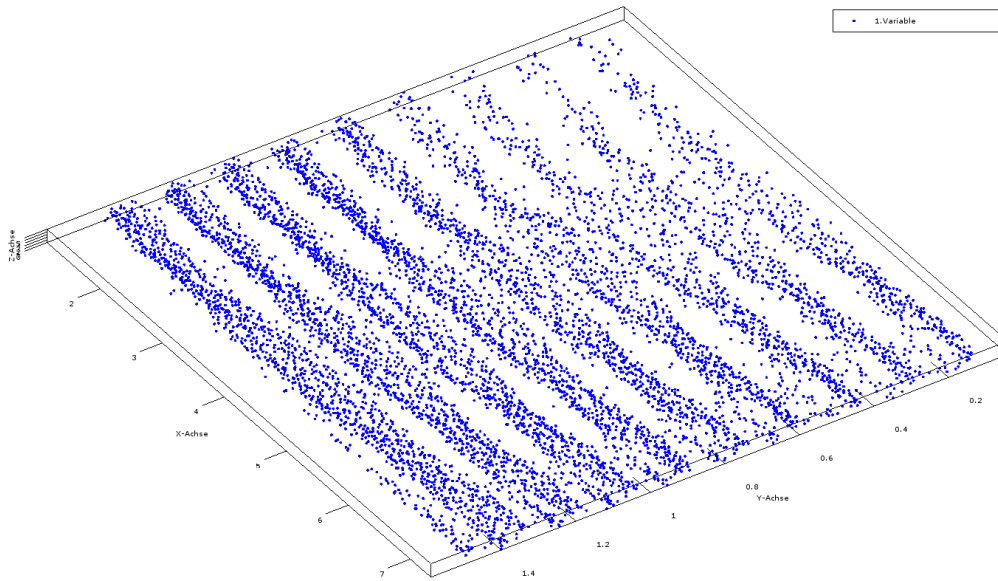


Abbildung 3: Blick von oben auf den Kristall

### 2.5.2 Paarkorrelationsfunktion

Eine Merkmal von Kristallgittern ist die sogenannte Paarkorrelationsfunktion  $g(r)$ . Sie gibt an, wie stark ein Punkt (in unserem Fall ein Gitterpunkt) mit Punkten an verschiedenen Abständen korreliert ist. Dadurch lässt sich erkennen, wie deutlich innerhalb des Gitters eine Ordnung festzustellen ist. Wie in Abbildung 6 zu sehen ist,<sup>2</sup> hat die Paarkorrelationsfunktion von idealen Gittern einzelne Peaks genau an den Stellen, an denen weitere Atome aufzufinden sind. In Flüssigkeiten bildet die Paarkorrelationsfunktion lediglich einen breiten Peak bei kurzen Abständen aus und "zerfließt" für große Abstände, da in Flüssigkeiten nur eine Nahordnung feststellbar ist. In Gasen ist keine Ordnung vorzufinden, sodass die Paarkorrelationsfunktion keine Peaks aufweist.

Aus den Daten des Laserscans wurde die Paarkorrelationsfunktion des Plasmakristalls bestimmt. Diese ist in Abbildung 7 dargestellt. Die Paarkorrelationsfunktion weist einen deutlichen Peak für kleine Abstände auf, was deutlich für eine Nahordnung innerhalb des Plasmakristalls spricht. Für große Abstände beginnt die Paarkorrelationsfunktion zu zerfließen, es sind jedoch noch zwei weitere Peaks bei größeren Abständen zu erkennen. Dies deutet darauf hin, dass auch eine Fernordnung vorliegt, diese jedoch weniger stark aus ausgebildet ist, als bei einem idealen Festkörper. Ein weiterer Unterschied ist, dass in einem idealen Festkörper die Fernordnung eine unendlich hohe Reichweite hat, bei unserem Gitter scheint aber keine deutliche Ordnung nach dem drittnächsten Nachbarn mehr zu bestehen.

<sup>2</sup>Auch hier wurde wiederum nur die Paarkorrelationsfunktion des BCC-Gitters dargestellt, die Paarkorrelationsfunktionen der anderen Gitter sind wiederum in Abbildung 13 und 14 im Anhang zu finden.



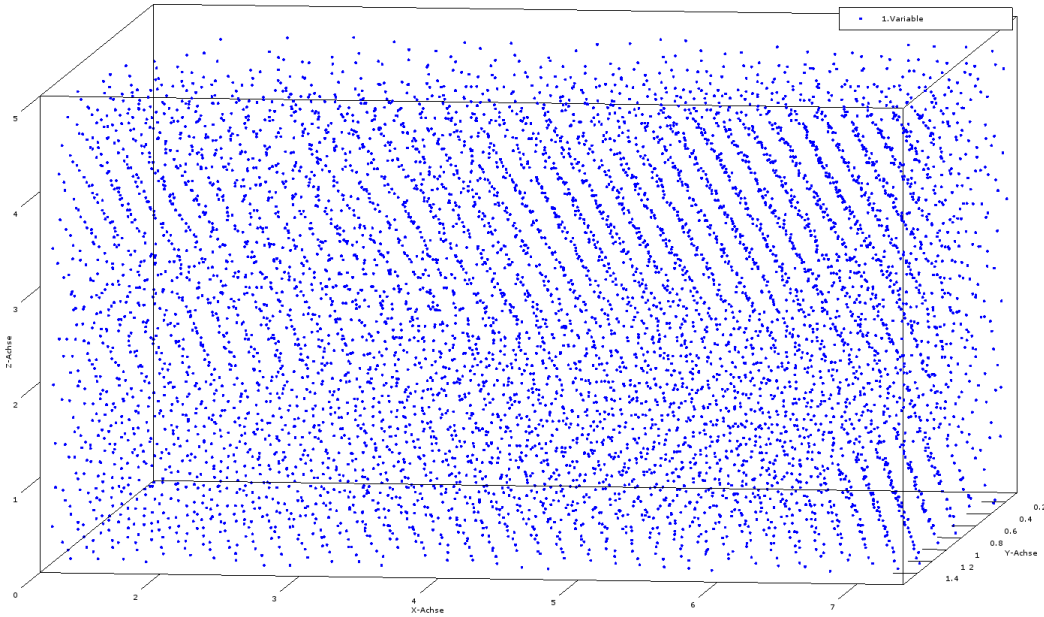


Abbildung 4: Blick von vorne auf den Kristall

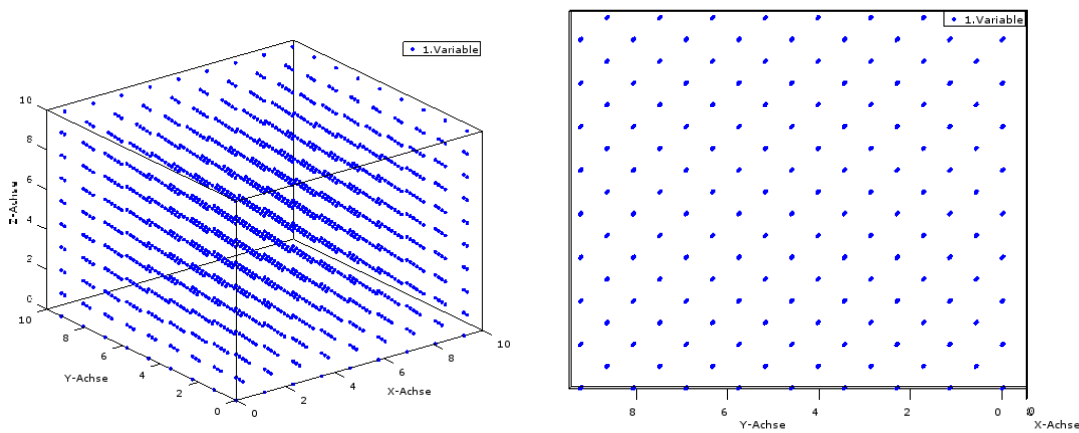


Abbildung 5: Ein ideales BCC-Gitter

### 2.5.3 Mittlerer Teilchenabstand

In Abschnitt 2.3.1 haben wir bereits aus einigen Messungen den mittleren Teilchenabstand bestimmt. In diesem Abschnitt werden wir aus den Daten des Laserscans mehr Informationen über die Verteilung des Teilchenabstands erhalten und diesen mit den idealen Gitterstrukturen vergleichen. Wie in Abbildung 15 im Anhang zu sehen ist, ist ein ideales Gitter dadurch charakterisiert, dass der Abstand zum nächsten Nachbaratom für alle Gitterplätze gleich ist. Für den Plasmakristall ist der Teilchenabstand nicht überall gleich. Vielmehr ergibt sich ein normalver-

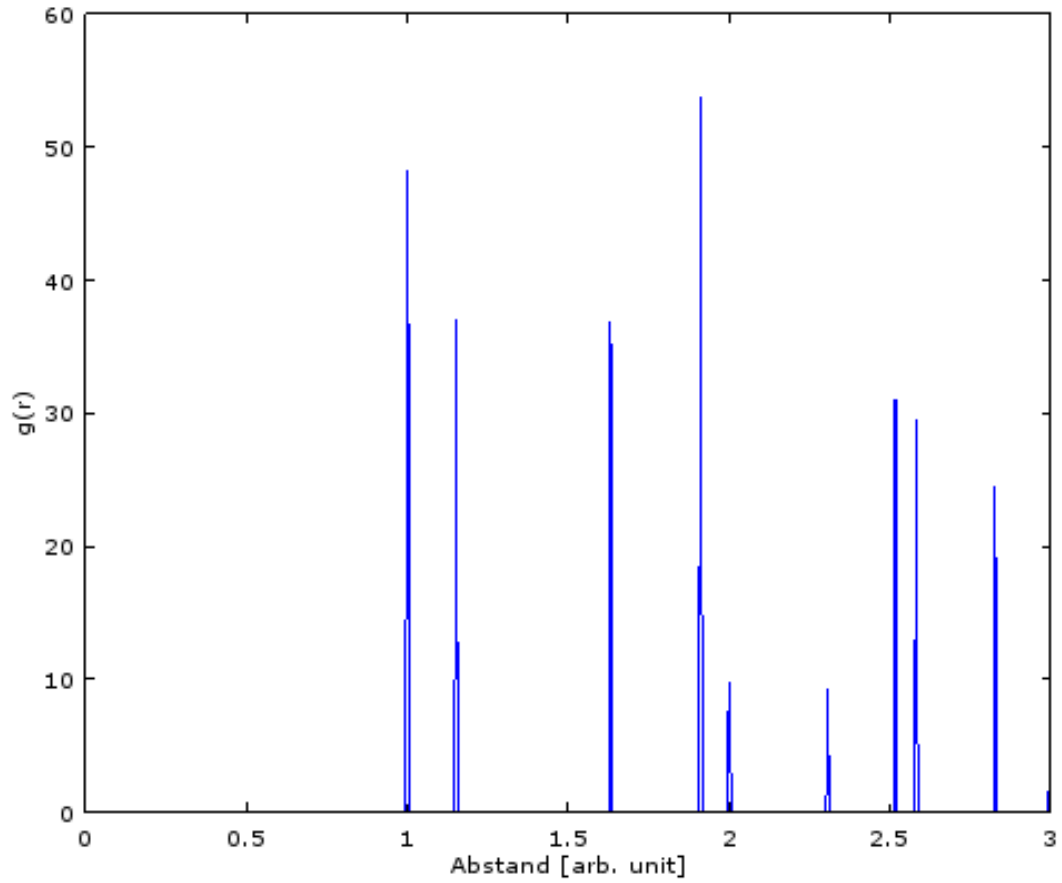


Abbildung 6: Die Paarkorrelationsfunktion des BCC-Gitters. Deutlich zu sehen sind die scharfen Peaks bei den Abständen zu den Nachbaratomen.

teilter Teilchenabstand, wie in Abbildung 8 zu sehen ist.

Es fällt auf, dass sich die Werte in einem Bereich von  $160\text{ }\mu\text{m}$  und  $180\text{ }\mu\text{m}$  häufen, während unsere vorherige Messung einen mittleren Teilchenabstand von ca.  $(135 \pm 10)\text{ }\mu\text{m}$  ergab. Dies liegt unter anderem daran, dass der Abstand in horizontale und vertikale Richtung unterschiedlich ist, was beim Laserscan nicht berücksichtigt wird. Weiterhin sind die Partikel keine punktförmigen Objekte, sondern haben eine Ausdehnung von einigen Millimetern, die ebenfalls leicht variiert. Außerdem haben wir bei der manuellen Messung ausschließlich Partikel in der Mitte des Kristalls verwendet, während der Laserscan ein größeres Gebiet abgetastet hat, in dem gegen den Rand hin die Teilchenabstände leicht zunehmen. Trotz dieser systematischen Fehler wurden beim Laserscan wesentlich mehr und genauere Daten aufgenommen als bei der manuellen Messung, sodass die Aussagekraft des Laserscan letztlich sogar höher ist als die der manuellen Messung.

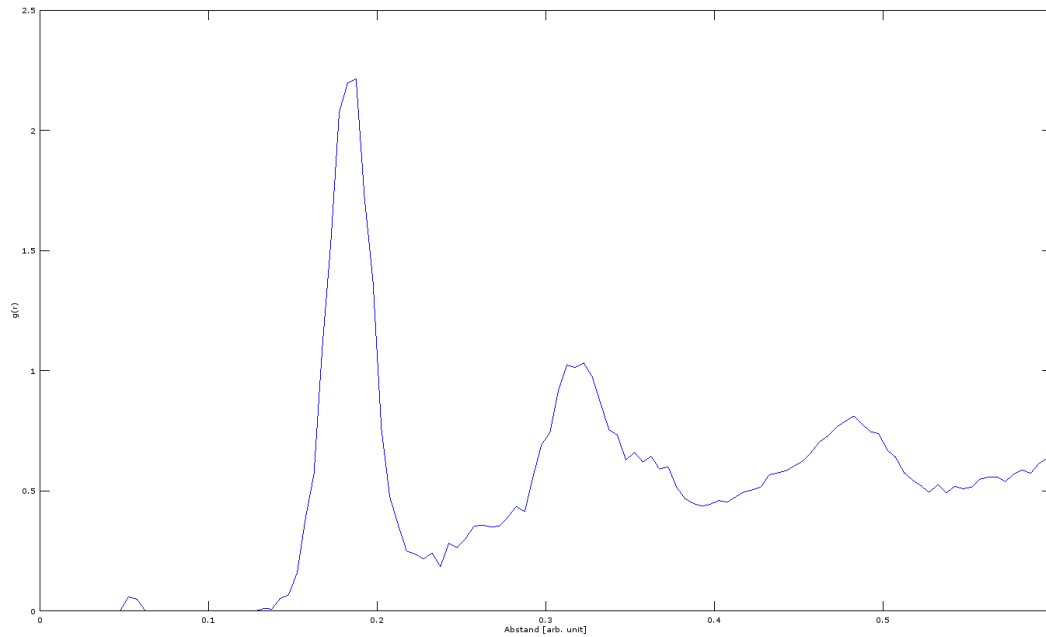


Abbildung 7: Die Paarkorrelationsfunktion des Plasmakristalls. Zu großen Abständen hin zerfließen die Peaks.

#### 2.5.4 Bond Order-Parameter

Eine weitere Größe zur Charakterisierung von Kristallgittern sind die Rotationsinvarianten  $q_4$  und  $q_6$ . Für die idealen Gitter können diese exakt ausgerechnet werden und sind Tabelle 1 zu entnehmen.

	FCC	BCC	HCP
$q_4$	0,191	0,509	0,097
$q_6$	0,575	0,629	0,488
NN	12	8	12

Tabelle 1: Die Rotationsinvarianten der idealen BCC, FCC und HCP Gitter. Die unterste Zeile der Tabelle gibt an, wie viele Nächste Nachbarn ein Atom in den jeweiligen Gittern hat.

Aus den Daten des Laserscans wurden ebenfalls Werte für  $q_4$  und  $q_6$  bestimmt, die man mit den exakten Werten vergleichen kann. Die Werte für  $q_4$  und  $q_6$  wurden einmal unter der Annahme, dass es sich um einen Kristall mit 12 nächsten Nachbarn handelt, und einmal, dass es 8 nächste Nachbarn gibt, bestimmt. Die Ergebnisse sind graphisch in Abbildung 9 dargestellt. Aus den Ergebnissen für 12 nächste Nachbarn lässt sich erkennen, dass einige FCC Strukturen im Plasmakristall vorhanden sind. HCP Strukturen hingegen sind weniger zu finden gewesen. Aus den Ergebnissen für 8 nächste Nachbarn erkennt man, dass sich ebenfalls sehr wenige BCC Strukturen gebildet haben. Insgesamt liegt also hauptsächlich eine kubisch-flächenzentrierte Struktur mit 12 nächsten Nachbarn vor.

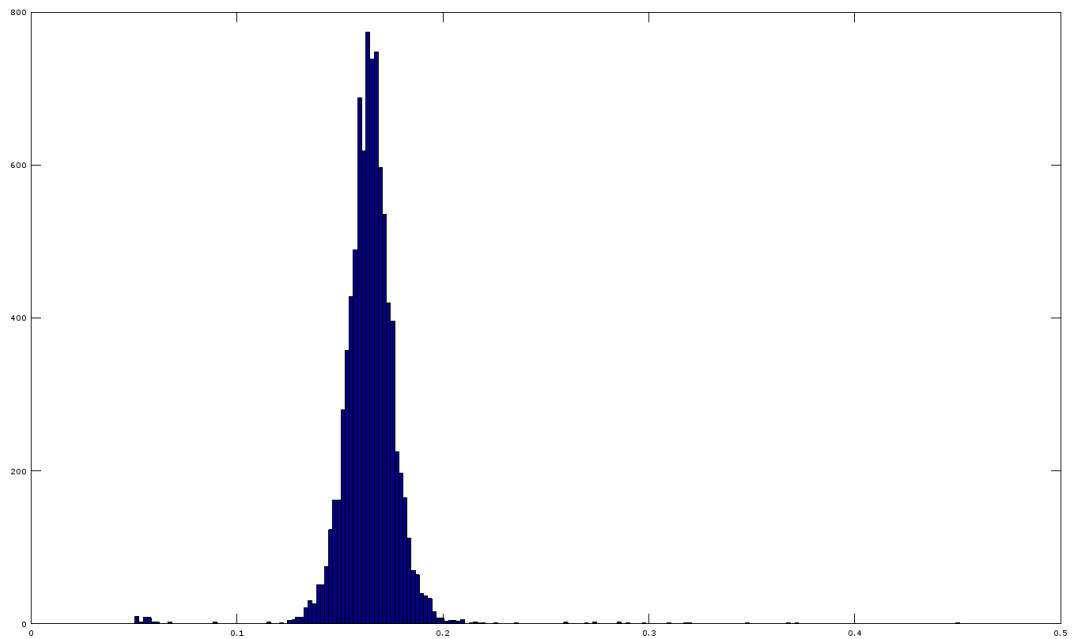
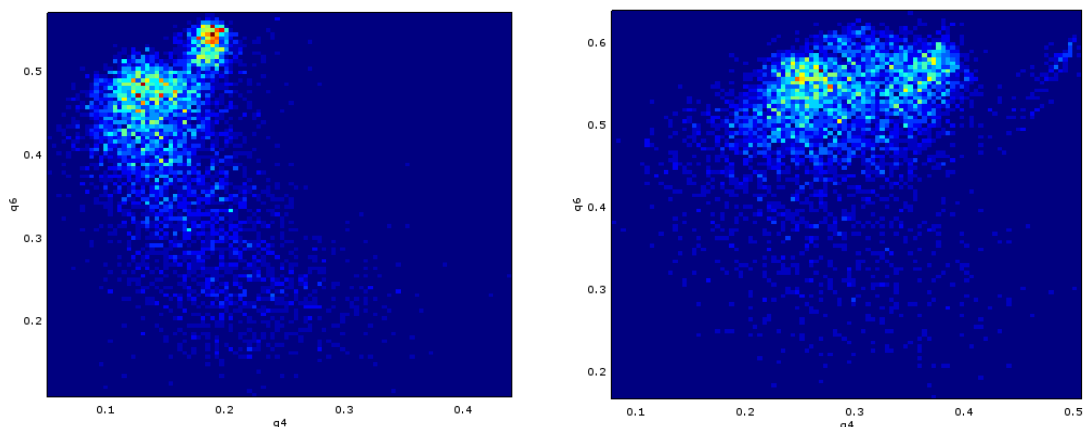


Abbildung 8: Im Histogramm dargestellte Teilchenabstände im Kristall



(a) 12 nächste Nachbarn.

(b) 8 nächste Nachbarn

Abbildung 9: Bond Order-Parameter Histogramme für 12 bzw. 8 nächste Nachbarn. Je weiter die Färbung Richtung blau geht, desto weniger ist der jeweilige Wert in den Messwerten enthalten.

## 2.6 Variation externer Größen

Nachdem wir die Struktur des Kristalls ausgiebig untersucht haben, ist noch zu klären, wie sich der Kristall verhält, wenn man externe Stellgrößen des Plasma variiert.

### 2.6.1 Druckabhängigkeit des Kristalls

Als erstes haben wir den Druck im Plasma innerhalb eines Bereichs von 30 Pa bis 10 Pa verringert. Bei der Verringerung des Drucks auf ca. 28 Pa bis 30 Pa wurden die Schwingungen des Gitters stärker und deutlich sichtbar. Je geringer der Druck wurde, desto stärker waren die Schwingungen zu sehen. Bei einem Druck von 14 Pa waren die Gitterschwingungen so stark ausgeprägt, dass sie eine Art wellenförmige Bewegung beschrieben haben. Letztlich waren bei einem Druck von 10 Pa die Schwingungen so stark, dass man nicht mehr von einer Gitterstruktur sprechen kann. Eine Momentaufnahme der Teilchenbewegung bei 10 Pa ist in Abbildung 10 zu sehen. Analoge Bilder bei höherem Druck sind in Abbildung 16 und 17 in Anhang A zu finden.

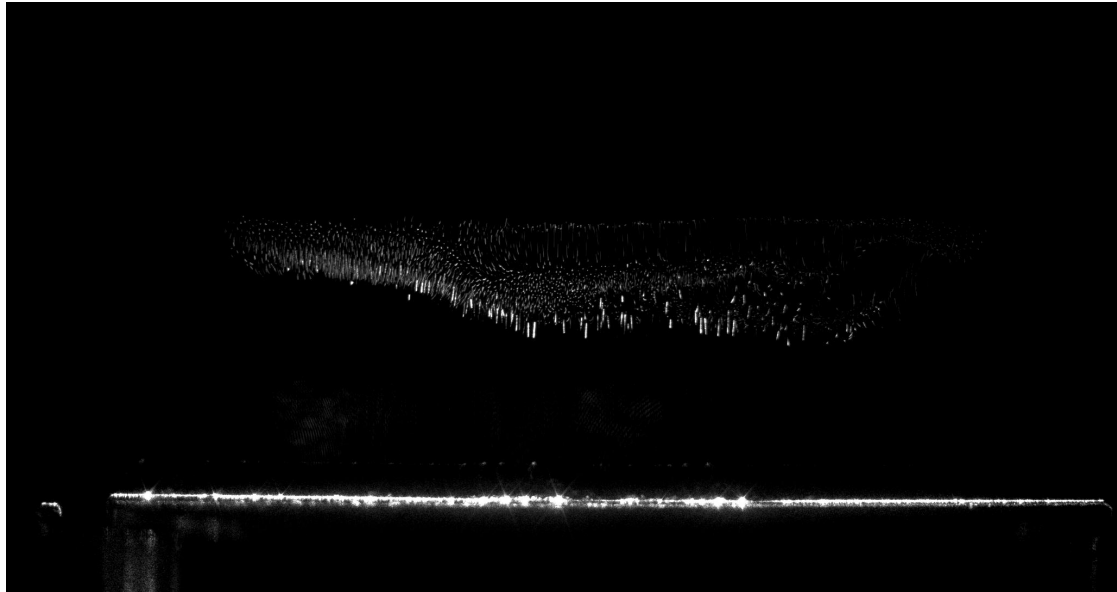


Abbildung 10: Momentaufnahme der Schwingung des Kristalls bei 10 Pa. Die Kristallstruktur hat sich völlig aufgelöst.

### 2.6.2 Veränderung der Struktur bei Änderung der Spannung

Zuletzt haben wir noch die Abhängigkeit der Kristallstruktur von der angelegten Spannung untersucht. Bei einer Erhöhung der Spannung auf 0,5 V konnten wir feststellen, dass sich die Teilchenabstände im Kristall verändert haben. Eine erneute Messung der Abstände ergab einen horizontalen Teilchenabstand von ca.  $126,5 \mu\text{m}$  und einen vertikalen Teilchenabstand von ca.  $99,6 \mu\text{m}$ . Dies entspricht einer Stauchung von ca. 16% im Vergleich zur ersten Messung. Der Kristall ist also um einiges dichter geworden. Beim Verringern der Spannung hat der Teilchenabstand wieder zugenommen, bis bei einer Spannung von 0,11 V das Plasma erlosch.

### 3 Fazit

In diesem Versuch haben wir gesehen, wie in einem Argon-Gas ein Plasma gezündet wird und wie Mikropartikel in diesem Plasma regelmäßige, kristallartige Strukturen ausbilden. Die entstehende Struktur haben wir ausgiebig untersucht, sowohl mit einer bloßen Kamera als auch mit einem Kameragestützten Laserscan. Dabei haben wir wichtige Größen der Struktur bestimmt und sie mit idealen Kristallstrukturen verglichen.

Die Ergebnisse für Größen wie z.B. den mittleren Teilchenabstand, Debye-Länge und Teilchenzahl liegen dabei alle in einem sinnvollen, der Dimension des Kristalls entsprechenden Bereich. Die Struktur des Kristalls wies ebenfalls eine Nahordnung und gute Ansätze einer Fernordnung auf und die mithilfe des Laserscans bestimmten Teilchenabstände liegen nah beieinander. Demnach kann man davon ausgehen, dass die Struktur des Kristalls eine hohe Regelmäßigkeit aufweist. Eine weitere Untersuchung des Kristalls ergab, dass die Struktur hauptsächlich Ähnlichkeit mit einer FCC Struktur hat, aber auch ansatzweise mit einer HCP Struktur.

## A Zusätzliche Grafiken

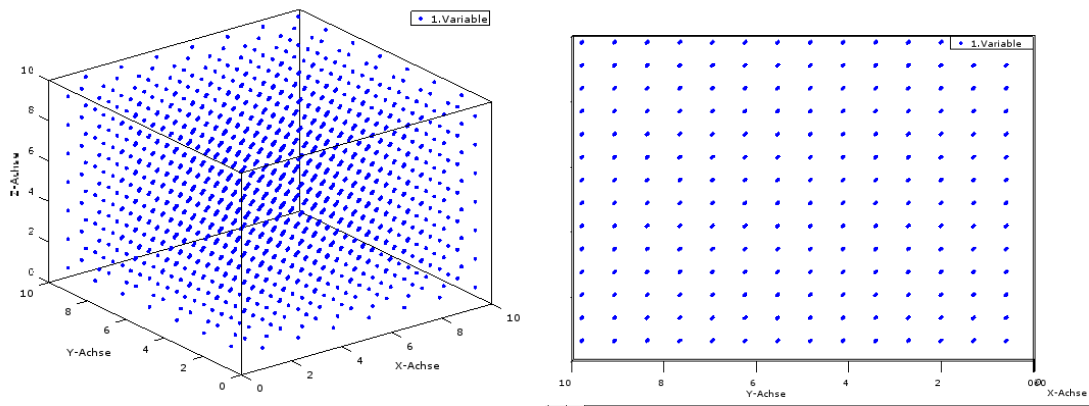


Abbildung 11: Ein ideales FCC-Gitter

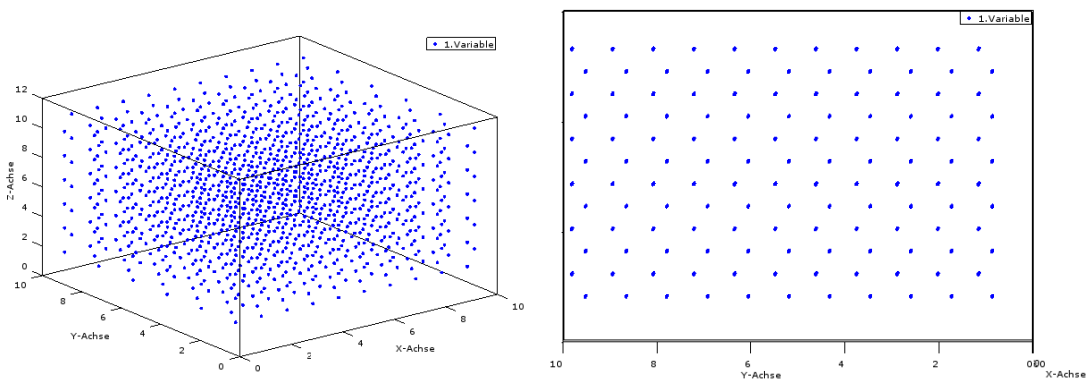


Abbildung 12: Ein ideales HCP-Gitter

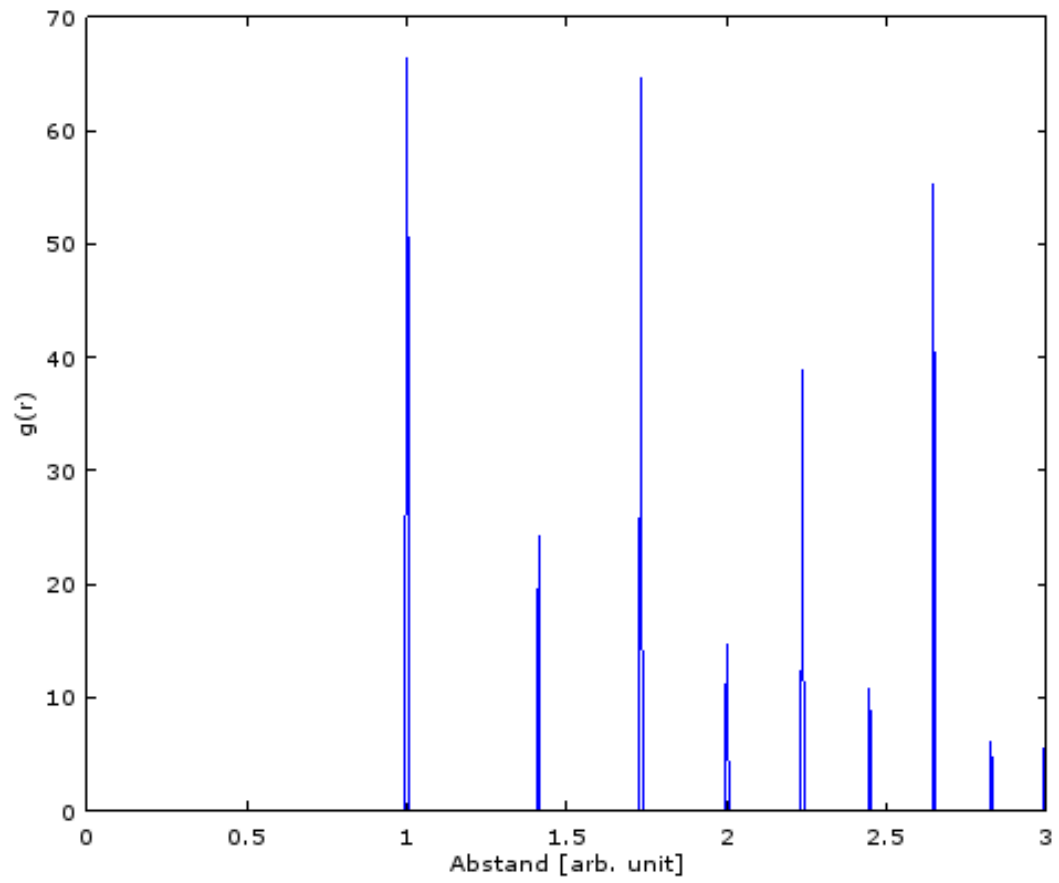


Abbildung 13: Paarkorrelationsfunktion FCC-Gitter



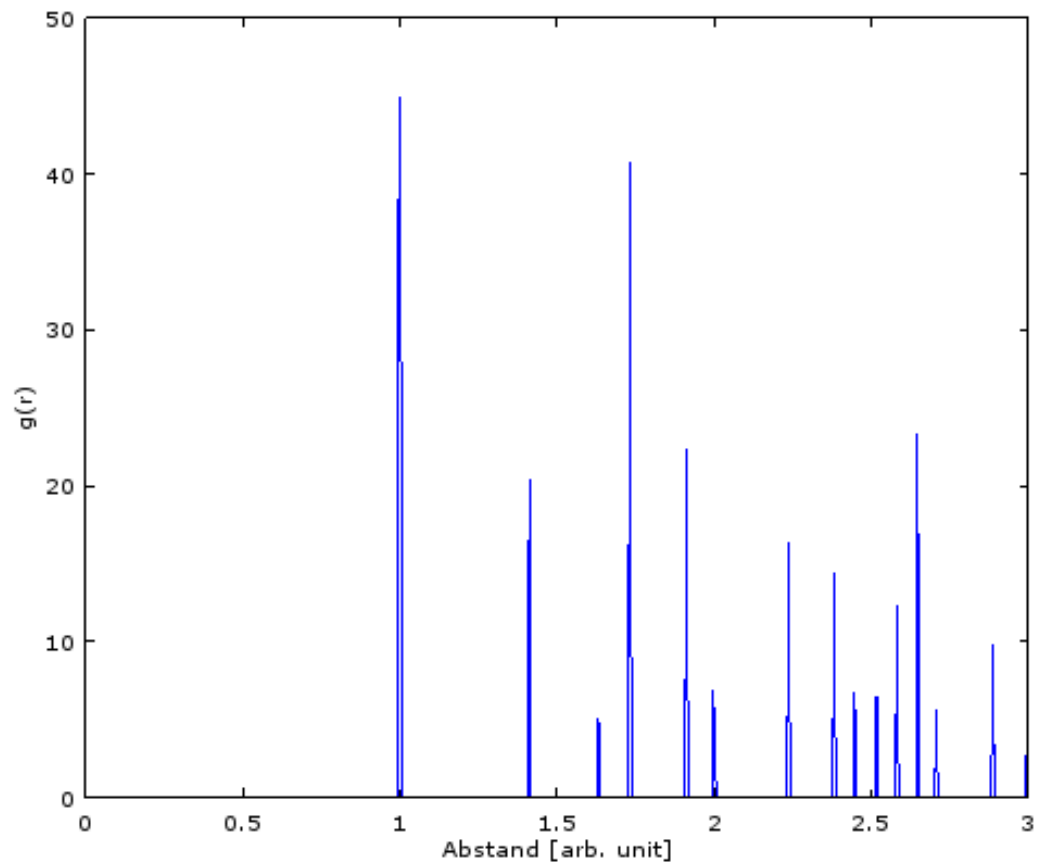


Abbildung 14: Paarkorrelationsfunktion HCP-Gitter

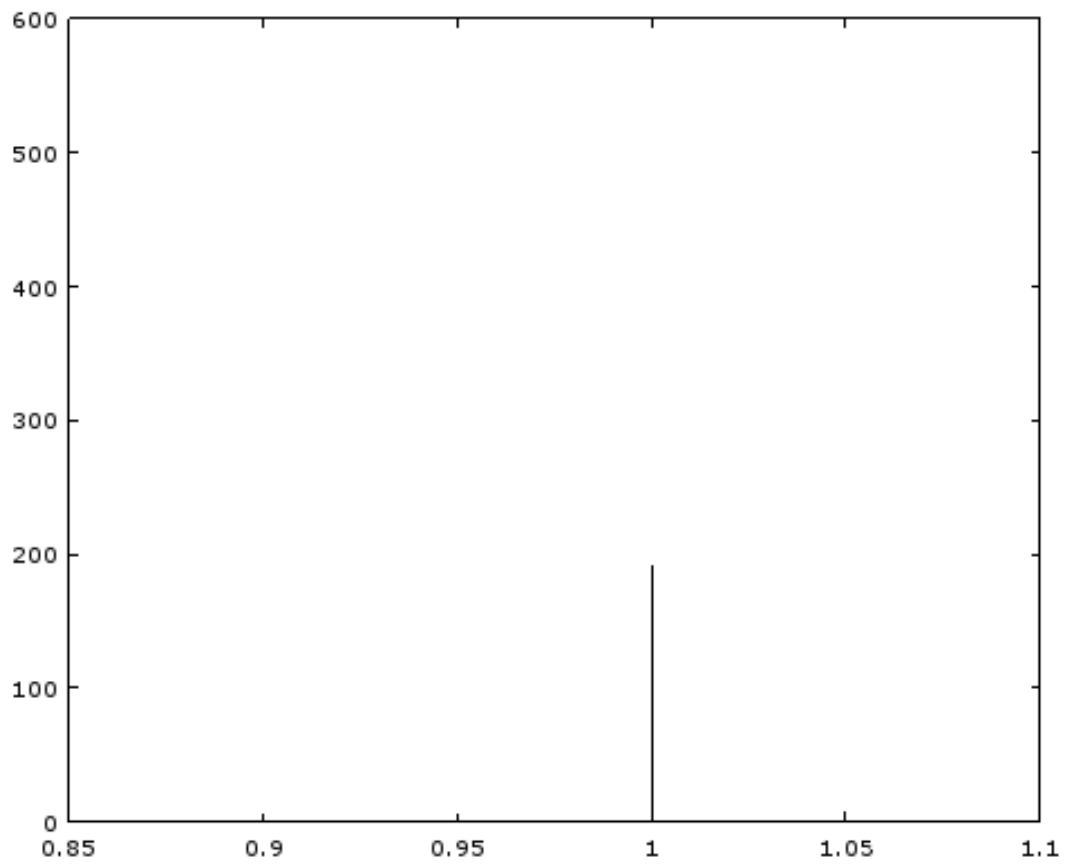


Abbildung 15: Der mittlere Teilchenabstand in einem idealen Gitter



Abbildung 16: Gitterschwingung bei 20 Pa-30 Pa

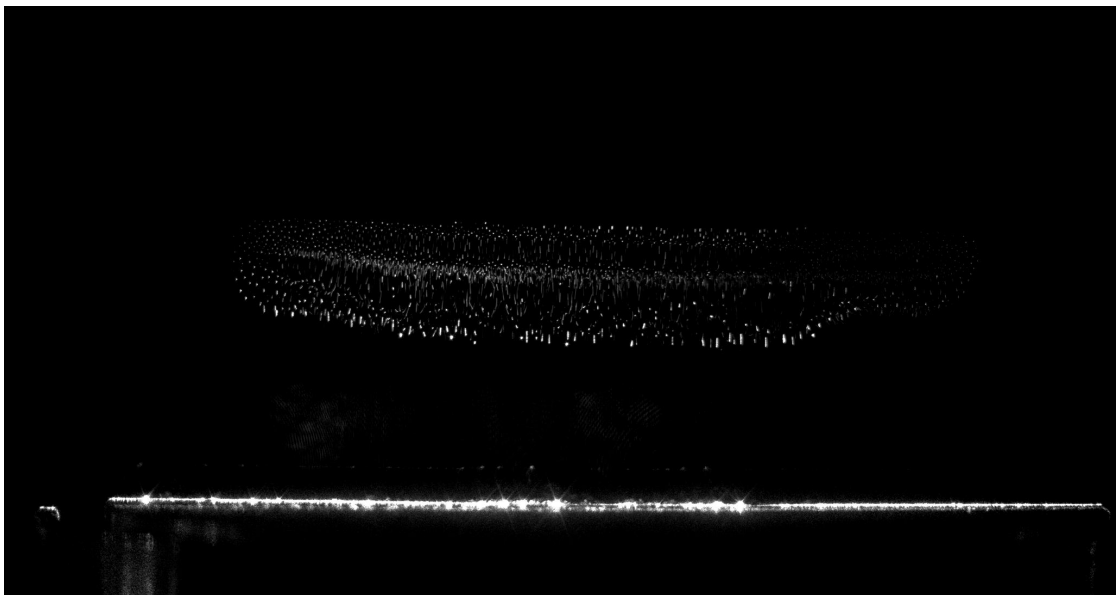


Abbildung 17: Gitterschwingung bei 14 Pa

## Abbildungsverzeichnis

1	Totalaufnahme des entstehenden Plasmakristalls. . . . .	4
2	Der gewählte Ausschnitt für den Laserscan . . . . .	7
3	Blick von oben auf den Kristall . . . . .	8
4	Blick von vorne auf den Kristall . . . . .	9
5	Ein ideales BCC-Gitter . . . . .	9
6	Die Paarkorrelationsfunktion des BCC-Gitters. Deutlich zu sehen sind die scharfen Peaks bei den Abständen zu den Nachbaratomen. . . . .	10
7	Die Paarkorrelationsfunktion des Plasmakristalls. Zu großen Abständen hin zerfließen die Peaks. . . . .	11
8	Im Histogramm dargestellte Teilchenabstände im Kristall . . . . .	12
9	Bond Order-Parameter Histogramme für 12 bzw. 8 nächste Nachbarn. Je weiter die Färbung Richtung blau geht, desto weniger ist der jeweilige Wert in den Messwerten enthalten. . . . .	12
10	Momentaufnahme der Schwingung des Kristalls bei 10 Pa. Die Kristallstruktur hat sich völlig aufgelöst. . . . .	13
11	Ein ideales FCC-Gitter . . . . .	15
12	Ein ideales HCP-Gitter . . . . .	15
13	Paarkorrelationsfunktion FCC-Gitter . . . . .	16
14	Paarkorrelationsfunktion HCP-Gitter . . . . .	17
15	Der mittlere Teilchenabstand in einem idealen Gitter . . . . .	18
16	Gitterschwingung bei 20 Pa-30 Pa . . . . .	19
17	Gitterschwingung bei 14 Pa . . . . .	19