

Quantendynamik korrelierter Coulomb-Systeme

Von Riesenplaneten zu Quantenpunkten

Michael Bonitz

Geladene Teilchen – Elektronen, Ionen, Löcher im Festkörper oder Positronen – und die zwischen ihnen herrschende Coulomb-Kraft bestimmen die Struktur eines Großteils der uns umgebenden Materie. Darüber hinaus erzeugt der Mensch völlig neue, in der Natur gar nicht vorkommende Materieformen, wie Halbleiter-Quantenpunkte oder – mithilfe intensiver Laser – kurzzeitig exotische hochkomprimierte Plasmen. Eine Theorie dieser Systeme muss daher in der Lage sein, Wechselwirkungs- und Quanteneffekte zu berücksichtigen und sowohl langsame als auch sehr schnelle Prozesse zu beschreiben.

Als Charles Augustin de Coulomb 1785 herausfand, dass zwischen zwei kleinen Kugeln mit den Ladungen e_a und e_b die Kraft

$$\vec{F}_{ab} = \frac{e_a e_b}{4\pi\epsilon} \frac{1}{r_{ab}^2} \frac{\vec{r}_{ab}}{r_{ab}}, \quad \epsilon \equiv \epsilon_b \epsilon_0, \quad (1)$$

wirkt (ϵ_b ist die Dielektrizitätskonstante des umgebenden Mediums), konnte er nicht ahnen, dass er damit eines der fundamentalsten Naturgesetze formuliert hatte.¹⁾ Heute wissen wir, dass Systeme elektrisch geladener Teilchen (Coulombsysteme, CS) einen Großteil der Eigenschaften der uns umgebenden Natur bestimmen – von den größten Objekten im Kosmos bis zu den kleinsten Grundbausteinen der Materie. Interessanterweise sind es gerade die Träger der aller kleinsten Ladung²⁾ – die Elektronen, die ganz entscheidend sind für physikalische, chemische und biologische Phänomene. Beispiele für Coulomb-Systeme sind außerordentlich vielfältig. Wir finden sie *im Kosmos* – im interstellaren Staub, als heißes Plasma in unserer Sonne, als hochkomprimiertes Plasma im Inneren von Planeten (J; die Buchstaben beziehen sich auf Abb. 1) oder in exotischen Sternen wie den Braunen (BZ) oder Weißen Zwergen; *in unserer näheren Umgebung* – in der Ionosphäre (I), bei elektrischer Entladung in Blitzen oder in elektrolytischen Flüssigkeiten. Weitere Beispiele sind das Elektronengas in Metallen (M) oder das Elektronen-Loch-Plasma in angeregten Halbleitern (HL); und natürlich beruht die Funktion aller *elektrischen und der meisten optischen Geräte* – von der Leistungselektronik bis zum Mikroprozessor und zum Laser – auf Elektronen-Transport. Auch die Familie der *Laborplasmen* wird immer umfangreicher – sie umfasst

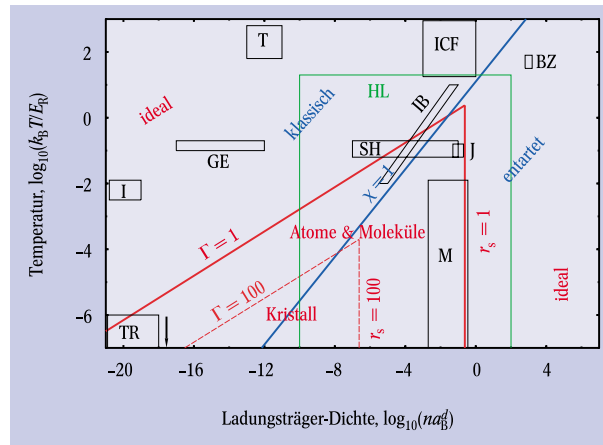


Abb. 1: Dichte-Temperatur-Ebene von Coulomb-Systemen im Gleichgewicht. Die Linien $\Gamma=1$ und $r_s=1$ schließen das Gebiet starker Coulomb-Korrelationen ein, die Linie $\chi=1$ trennt klassische von Quantensystemen. Abkürzungen bezeichnen einzelne Systeme, siehe Einleitung. Die Box TR liegt außerhalb des Diagramms, bei Millikelvin-Temperaturen.

unter anderem Plasmen in Gasentladungen (GE) und Drahtexplosionen, Fusionsplasmen in Tokamaks (T), staubige oder kolloidale Plasmen sowie ultrakalte Ionenplasmen in Fallen und Speicherringen (TR). Von besonderer praktischer Bedeutung ist die einfache Beeinflussbarkeit geladener Teilchen durch elektromagnetische Felder (über die Lorentz-Kraft). Außerordentlich perspektivreich ist die Plasmaerzeugung mit Hilfe von *Lasern* – von Elektronen-Loch-Plasmen in Halbleiterstrukturen, über Coulomb-Cluster (ionisierte Metallcluster) bis hin zu exotischer Materie mit hundertfacher Festkörperdichte, wie sie durch Hochintensitätslaser (Schock-Wellen, SH) oder auch Schwerionenstrahlen (IB) kurzzeitig erzeugt wird, wodurch Bedingungen wie im Inneren von Planeten und Sternen erreicht werden und sich viele Anwendungen, bis hin zur Kernfusion (Trägheitsfusion, ICF) abzeichnen.

Coulomb-Strukturen im Gleichgewicht

Coulomb-Systeme werden durch den Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \hat{K} + \hat{U}_c + \hat{U}_{\text{ext}}, \quad \hat{K} = -\sum_{i=1}^N \frac{\hbar^2 \nabla_i^2}{2m_i}, \quad \hat{U}_c = \sum_{i < j}^N \frac{e_i e_j}{\epsilon |\vec{r}_i - \vec{r}_j|}, \quad (2)$$

beschrieben, wobei N die Teilchenzahl und m_i die Massen sind sowie K , U_c und U_{ext} die kinetische Energie,

1) Das Kraftgesetz zwischen Ladungen hatte vorher bereits H. Cavendish erkannt.

2) Seit R. Millikans Experiment von 1909 wissen wir, dass es eine unteilbare Elementarladung e_0 gibt. Nur Quarks können noch kleinere Ladungen von $\pm e_0/3$ bzw. $\pm 2e_0/3$ tragen, sie treten aber nicht als freie Teilchen auf.

Priv.-Doz. Dr. Michael Bonitz, Fachbereich Physik, Universität Rostock, Universitätsplatz 3, D-18051 Rostock – Festvortrag anlässlich der Verleihung des Gustav-Hertz-Preises 2002 auf der Physikertagung in Leipzig

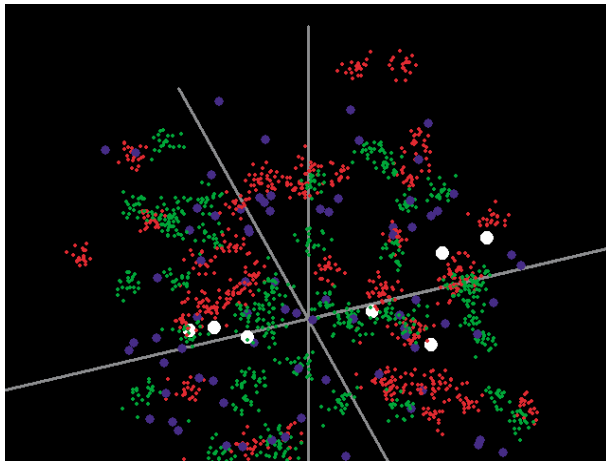


Abb. 2:
„Blick“ in das Wasserstoff-Helium-Plasma im Jupiterzentrum, $\Gamma \sim \chi \sim 1$ (die Linien zeigen die drei Raumrichtungen). Die großen Punkte symbolisieren die Kerne (blau: Protonen, weiß: α -Teilchen). Die „Wolken“ kleiner Punkte stellen jeweils ein einzelnes Elektron mit Spinprojektion $+1/2$ (rot) bzw. $-1/2$ (grün) dar, ihre Größe verdeutlicht die Ausdehnung der elektronischen Wellenfunktion Λ .

Wechselwirkungsenergie bzw. die Energie aus externen (in der Regel elektromagnetischen) Feldern bezeichnen. Ungeachtet der so unterschiedlichen Natur der aufgezählten Systeme haben alle sehr ähnliche grundlegende Eigenschaften, die im Wesentlichen von zwei Faktoren abhängen: der Stärke der Coulomb-Wechselwirkung (Kopplung, Korrelationen) und von Quanteneffekten (Entartung), welche durch das Verhältnis der charakteristischen Energie- und Längenskalen im System bestimmt sind [1, 2]:

► **Längenskalen:**

- 1.) $\bar{r}$ – der mittlere Abstand zweier Teilchen, $\bar{r} \sim n^{-d}$ (n und d sind Dichte bzw. Dimensionalität des Systems, $d = 1, 2, 3$).
- 2.) Λ – die quantenmechanische Ausdehnung der Teilchen. Für freie Teilchen ist $\Lambda = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ (DeBroglie-Wellenlänge), für gebundene Teilchen die Ausdehnung ihrer Wellenfunktion.
- 3.) a_B – der relevante Bohr-Radius

$$a_B = \frac{4\pi\epsilon}{e_a e_b} \frac{\hbar^2}{m_{ab}}, \text{ mit } m_{ab}^{-1} = m_a^{-1} + m_b^{-1}.$$

► **Energieskalen:**

- 1.) $\langle K \rangle$ – die mittlere kinetische Energie, in einem klassischen System ist $\langle K \rangle_{cl} = (d/2)k_B T$, in einem Quantensystem $\langle K \rangle_{qm} = (3/5)E_F$ (E_F ist die Fermi-Energie);
- 2.) Die mittlere Coulomb-Energie

$$\langle U_c \rangle_f = \frac{e_a e_b}{4\pi\epsilon} \frac{1}{\bar{r}},$$

bzw. für gebundene Teilchen:

$$\langle U_c \rangle_B = \frac{e_a e_b}{4\pi\epsilon} \frac{1}{2a_B} \equiv E_R$$

► Der **Entartungsparameter** $\chi \equiv n\Lambda^d \sim (\Lambda/\bar{r})^d$ unterteilt Vielteilchensysteme in klassische ($\chi < 1$) und quantenmechanische ($\chi \geq 1$).

► Der **Coulomb-Kopplungsparameter** ist das Verhältnis $|\langle U_c \rangle|/\langle K \rangle$. Für klassische Systeme ist er gegeben durch $\Gamma \equiv |\langle U_c \rangle|/k_B T$, für Quantensysteme durch $r_s \equiv \bar{r}/a_B \sim |\langle U_c \rangle|/E_F$.

Ein Zustandsdiagramm von Coulomb-Systemen, das die wesentlichen physikalischen Situationen als Funk-

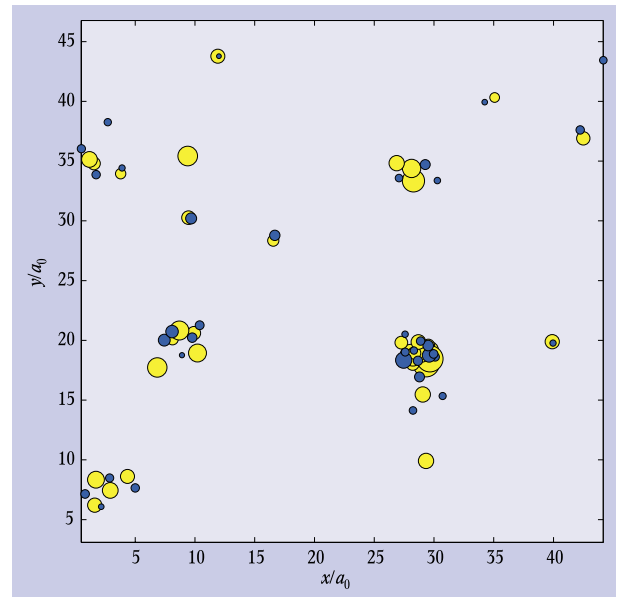


Abb. 3:
Elektronen-Loch-Plasma in einem stark korrelierten zweidimensionalen Halbleiter $T = 10$ K, $r_s = 4$. Gelbe und blaue Kreise stellen die Ausdehnung der Wellenfunktionen der Elektronen bzw. Löcher dar. Deutlich zu erkennen sind neben freien Ladungen auch gebundene Komplexe aus zwei (Exzitonen), drei (Trionen) und vier (Biexzitonen) Teilchen sowie schwach gebundene größere Cluster. [PIMC-Simulationen von V. S. Filinov, in Zusammenarbeit mit W. Hoyer und S. W. Koch.]

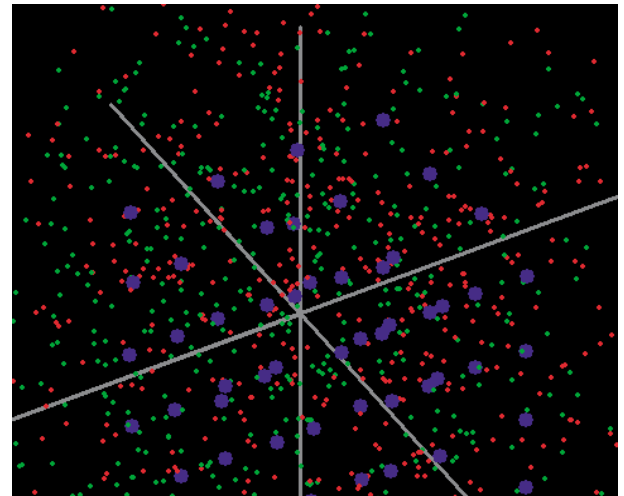


Abb. 4:
Plasmakonfiguration ähnlich der in Braunen Zwergen: die Dichte ist so hoch, dass die Elektronen völlig entartet sind, d.h. ihre Wellenfunktionen sich gegenseitig vollkommen durchdringen (grüne und rote Punktwolken). Die Ionen (Protonen) sind noch klassisch, ihre Coulomb-Wechselwirkung ist aber so stark ($\Gamma_i > 175$), dass sie ein Wigner-Gitter (blau) bilden.

tion von Dichte und Temperatur enthält, ist in Abb. 1 gezeigt. Damit lassen sich unterschiedliche Coulomb-Systeme vergleichen (aus den jeweiligen Werten von m , q , d und ϵ folgen die aktuellen Skaleneinheiten a_B bzw. E_R), und Resultate aus einem Fachgebiet lassen sich auf andere übertragen. Im Grenzfall hoher Temperaturen, $\chi \ll 1$ und $\Gamma \ll 1$, verhält sich ein CS wie ein klassisches ideales Gas freier Ladungsträger. Auch der Limes hoher Dichten, $\chi \gg 1$ und $r_s \ll 1$ führt zu einem idealen Gas, allerdings zu einem Quantengas aus einander durchdringenden Teilchen. Beide Grenzfälle sind strukturlös und exakt lösbar. Die Bereiche $0 < \Gamma < 1$ und $0 < r_s < 1$ sind die Domäne der Störungstheorie, die er-

folgreich in Plasmaphysik bzw. Elektronentheorie der Metalle angewandt wird. Wird jedoch die kinetische Energie der Ladungsträger kleiner als ihre Wechselwirkungsenergie, d. h. $\Gamma > 1$ bzw. $r_s > 1$, werden Elektronen von den positiven Ladungsträgern „eingefangen“, es kommt zur Bildung von Atomen, Molekülen und makroskopischen Stoffkomplexen (die erste Bedingung verhindert, dass die gebundenen Elektronen zu schnell werden, die zweite das Heraustunneln der Elektronen aus dem Bindungszustand). In diesem „Fenster der Coulomb-Korrelationen“ ist die gesamte nichttriviale Materie angesiedelt: Flüssigkeiten, Festkörper, chemische und biologische Systeme. Dieser Bereich ist theoretisch besonders kompliziert (s. Infokasten I), sodass traditionelle quantenstatistische Verfahren [1, 3] an ihre Grenzen stoßen. Seit kurzem sind wir aber in der Lage, mithilfe von *Pfadintegral-Monte-Carlo-Simulationen* (PIMC) rigorose Berechnungen durchzuführen, die darüber hinaus zu sehr anschaulichen Resultaten führen: Abb. 2 zeigt einen Schnappschuss vom Quantenplasma im Zentrum des Jupiter ($\Gamma \sim 1$): quantenmechanisch ausgedehnte Elektronen (zu erkennen an den

„Wolken“ kleiner Punkte, ihre Ausdehnung λ ist hier von derselben Größenordnung wie der mittlere Teilchenabstand $\bar{r}$, d. h. $\chi_e \sim 1$), sowie klassische Ionen (dargestellt durch blaue und weiße Punkte; wegen ihrer großen Masse ist $\chi_i \ll 1$). Ein Teil der Elektronen ist nah an einem Ion lokalisiert, d. h. bildet ein Atom oder Molekül [6], vgl. auch Abb. i. Diese Simulationen lassen sich direkt auf andere CS übertragen. Abbildung 3 zeigt als Beispiel einen angeregten Halbleiter mit $r_s \approx 4$; quantenmechanisch ausgedehnte Elektronen und Löcher sind durch gelbe bzw. blaue Kreise dargestellt (aufgrund der ähnlichen Massen sind beide entartet).

Besonders interessante Coulomb-Strukturen ergeben sich im Grenzfall sehr starker Korrelationen, d. h. $\Gamma \gg 1$ bzw. $r_s \gg 1$: die Ladungsträger bilden einen Kristall, wie er bereits 1934 von E. Wigner vorhergesagt wurde. *Wigner-Kristalle* sind inzwischen experimentell beobachtet worden: *Elektronenkristalle* auf kalten Heliumtropfen und in Halbleiter-Heterostrukturen im starken Magnetfeld, *Ionenkristalle* in staubigen Plasmen oder bei Temperaturen im Millikelvin-Bereich in Speicherringen oder elektromagnetischen Fallen (vgl. A. Melzer

Theorie korrelierter Coulomb-Systeme, I. Gleichgewicht (GG)

Der Hamilton-Operator (2) bestimmt alle Eigenschaften von CS. Wir betrachten als repräsentatives Beispiel den Mittelwert der Energie $\langle \hat{H} \rangle$, wobei wir zur Vereinfachung $U_{\text{ext}} = 0$ annehmen.

Ausgangspunkt für Gleichgewichtstheorien (z. B. bei vorgegebener Zahl N identischer Teilchen, Temperatur T und Volumen V) ist der N -Teilchen-Dichteoperator, $\hat{\rho}_{1\dots N}^{\text{GG}} = e^{-\hat{H}/k_B T}$. In einem idealen System ($\Gamma = r_s = U_c = 0$) sind alle Teilchen unabhängig voneinander und daher $\hat{\rho}_{1\dots N}^{\text{id}} = \prod_{i=1}^N \hat{\rho}_i$. Die Energie folgt daher allein aus dem 1-Teilchen-Dichteoperator $\hat{\rho}_1$:^{†)}

$$\langle \hat{H} \rangle = \langle \hat{H} \rangle^{\text{id}} = \text{Tr} \hat{H} \hat{\rho}_1 = N \cdot \text{Tr} \hat{K}_1 \hat{\rho}_1 \\ = V \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{p^2}{2m} f_{\text{GG}}^{\text{id}}(p),$$

wobei $f_{\text{GG}}^{\text{id}}$ die Verteilungsfunktion (Maxwell-, Fermi- oder Bose-Verteilung) ist und Tr die Spur bezeichnet. Die Coulomb-Wechselwirkung U_c führt zu einem nichtidealen System ($\Gamma, r_s > 0$), in dem die einzelnen Teilchen nicht mehr unabhängig, sondern korreliert sind, und es folgt $\langle \hat{H} \rangle = \langle \hat{H} \rangle^{\text{id}} + \langle \hat{U}_c \rangle$. U_c zerstört die Faktorisierung von $\hat{\rho}_{1\dots N}$ und modifiziert die Verteilungsfunktion, $f_{\text{GG}} \neq f_{\text{GG}}^{\text{id}}$. Die Berechnung von $\langle \hat{U}_c \rangle$ ist ein zentrales Problem jeder Theorie.

1. Quantenstatistische Theorien haben analytische Resultate für $\langle \hat{U}_c \rangle$ zum Ziel. **1.A. Störungstheorien**, wie etwa Dichteoperator-Theorien, [1, 2], benutzen Entwicklungen im Kopplungsparameter Γ bzw. r_s . Die gegenseitige Beeinflussung der Teilchen wird durch den Paar-Dichteoperator $\hat{F}_{12}$ erfasst: $\langle \hat{U}_c \rangle = N_p \cdot \text{Tr} \hat{U}_{c12} \hat{F}_{12} = N_p \int d\vec{r} (e_1 e_2 / 4\pi\epsilon r) g_{12}(r)$, wobei die Wechselwirkungsenergie zwischen Teilchen 1 und 2 mit der Zahl aller Paare $N_p = N(N-1)/2$ multipliziert wird und $r \equiv |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$. Im Gleichgewicht reduziert sich $\hat{F}_{12}$ auf die Paarverteilung $g_{12}(r)$ – die Wahrscheinlichkeit, zwei

Teilchen im Abstand r zu finden [für ein ideales System ist $g^{\text{id}}(r) \equiv 1$], vgl. Abb. i.

1.B. Diagrammatische Methoden summieren unendliche Reihen ausgewählter Wechselwirkungsbeiträge auf^{*)}. Hierzu zählen Flüssigkeitstheorien und die Methode der Greenschen Funktion (GF). Letztere ist besonders leistungsfähig und anschaulich: Die Coulomb-Wechselwirkung wird vom „Standpunkt“ eines einzelnen Teilchens betrachtet. Wenn es sich durch die „Wolke“ anderer Ladungen bewegt, wird seine Energie modifiziert. In Analogie zum Absorptionsspektrum von Atomen betrachtet man hier die so genannte „Spektralfunktion“ $A(p, E)$. So wie ein isoliertes Atom durch scharfe Spektrallinien charakterisiert wird, hat A für ein ideales System einen scharfen Peak, $A^{\text{id}}(p, E) = 2\pi\delta(E - p^2/2m)$, bei $E^{\text{id}}(p) = p^2/2m$. Wechselwirkungen hingegen verbreitern und verschieben die Spektrallinien, wie in Abb. ii gezeigt. Schließlich lassen sich alle 1-Teilchen-

Eigenschaften – statistische (f) und spektrale (A) – sehr vorteilhaft in einer verallgemeinerten Verteilungsfunktion, der Greenschen Funktion (GF) vereinen, $g^<(p, E) = f(p)A(p, E)$ [1, 3], insbesondere ergibt sich

$$\langle \hat{U}_c \rangle = V \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{dE}{2\pi} \frac{E - p^2/2m}{2} g^<(p, E).$$

Bei starken Elektronen-Korrelationen, $\Gamma \geq 1$ bzw. $r_s \geq 1$, bzw. wenn Wechselwirkungen zwischen drei und mehr Teilchen relevant werden, stoßen quantenstatistische Verfahren an ihre Grenzen.

2. Simulations-Verfahren, insbesondere Molekulardynamik (MD) und Pfadintegral-Monte-Carlo (PIMC), vermeiden Approximationen bezüglich der Coulomb-Wechselwirkung und sind daher auch für große Γ bzw. r_s geeignet. Stattdessen wird ein kleines aber repräsentatives Abbild des Gesamtsystems (in der Regel $N_{\text{sim}} \geq 100$ Teilchen) „exakt“ behandelt. Während mit MD N_{sim} gekoppelte Newtonsche Bewegungsgleichungen gelöst werden (daher nur für klassische Systeme streng anwendbar), wird bei PIMC der N_{sim} -Teilchen-Dichteoperator bestimmt. Durch eine simple Identität wird der (unbekannte) Operator des stark korrelierten Systems durch den (bekannten) Ausdruck desselben Systems bei einer M -fach höheren Temperatur ersetzt: $e^{-\hat{H}/k_B T} = [e^{-\hat{H}/k_B M T}]^M$, wobei M so groß gewählt wird, dass für den Ausdruck in der Klammer $\Gamma \ll 1$ erreicht wird. Diese auf R. Feynman zurückgehende Idee erweist sich als außerordentlich perspektivreich für stark korrelierte CS in dichten Quantenplasmen, Halbleitern, Nanostrukturen u.a. Numerische Resultate sind in Abb. 2, 3, 4 und 8 gezeigt.

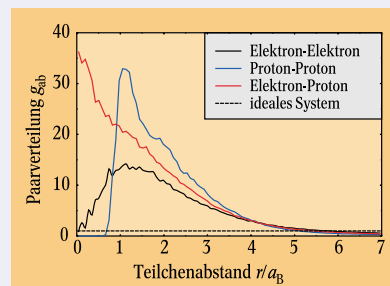


Abb. i: Paarverteilungsfunktionen in dichtem Wasserstoff (Bedingungen wie in Abb. 2). Attraktive Wechselwirkung führt zu einer Überhöhung bei kleinen Abständen, Repulsion zu Teilchen-Verdrängung im Vergleich zum idealen System. Die Peaks der Proton-Proton- und der Elektron-Elektron-Funktion bei $r \approx 1,4 a_B$ resultieren von H_2 -Molekülen her [Resultat von PIMC-Simulationen].

#) Im Falle von Bosonen (Fermionen) muss $\hat{\rho}$ noch (anti-)symmetrisiert werden, $\hat{\rho}_{1\dots N} \rightarrow \hat{\rho}_{1\dots N}(\sigma)$.

†) $\hat{F}_1$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit von 1-Teilchenzuständen, wie etwa die Häufigkeit verschiedener Impulse p oder Energien $E(p) = p^2/2m$. Analog charakterisieren F_{12} und $\hat{\rho}_{1\dots N}$ die Wahrscheinlichkeit verschiedener Quantenzustände von Teilchenpaaren bzw. des Gesamtsystems. $F_1, F_{12}, \dots, \hat{\rho}_{1\dots N}$ etc. sind auf 1 normiert.

*) Der Vollständigkeit halber seien auch Variationsverfahren wie Hartree-Fock oder Dichtefunktionaltheorie genannt, die Lösungen innerhalb bestimmter Funktionen-Klassen suchen.

in Physik Journal, Mai 2002, S. 21). Die Kristallisations-Parameter betragen $\Gamma^{\text{cr}} \approx 175$ und $r_s^{\text{cr}} \approx 160$ bzw. in zweidimensionalen Strukturen $\Gamma_{2\text{D}}^{\text{cr}} \approx 137$ und $r_{s2\text{D}}^{\text{cr}} \approx 37$. Und schließlich vermutet man Wigner-Kristalle auch im Kosmos – in Braunen Zwergen, die eine ca. 10^4 -mal größere Dichte als irdische Festkörper haben, bei der die Elektronen stark entartet und schwach korreliert ($\chi_e \gg 1$, $r_{se} \ll 1$), die Ionen hingegen stark korreliert und nahezu klassisch ($\Gamma_i > 175$, $\chi_i < 1$) sind. Tatsächlich bestätigen unsere PIMC-Simulationen, dass die Ionen einen Wigner-Gitter bilden, welches eingebettet ist in einen „See“ delokalisierten Elektronen [4], vgl. Abb. 4.

Theorie korrelierter Coulomb-Systeme, II. Nichtgleichgewicht (NGG)

Ziel von NGG-Theorien korrelierter CS ist die Beschreibung zeitabhängiger Prozesse, die das System, während und nach Anregung durch eine externe Störung U_{ext} (z. B. einen kurzen Laserpuls), wieder ins Gleichgewicht bringen. Wesentliche Anforderungen sind dabei: (i) Reproduktion der GG-Eigenschaften des korrelierten Systems, insbesondere dessen nichtidealer Verteilung f_{GG} und Energie $\langle \hat{H} \rangle$, vgl. Infokasten I., (ii) korrekte Erhaltungssätze während der Relaxation, insbesondere für die Energie,

$$\frac{d}{dt} \langle \hat{H} - \hat{U}_{\text{ext}} \rangle = \frac{d}{dt} \langle \hat{K} \rangle + \frac{d}{dt} \langle \hat{U}_c \rangle = 0,$$

(iii) korrekte Beschreibung schneller Prozesse³⁾. Ausgangspunkt für zeitabhängige Verallgemeinerungen der unter I. genannten Theorien ist die Evolutionsgleichung für den (jetzt zeitabhängigen) Dichteoperator, die aus der Schrödinger-Gleichung folgt:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho}_{1\dots N}(t) - [\hat{H}, \hat{\rho}_{1\dots N}(t)] = 0.$$

1.A. Dichteoperator-Theorien untersuchen die gekoppelte Zeitentwicklung des 1-Teilchen- und Paaroperators, $\hat{F}_1(t)$, $\hat{F}_{12}(t)$ ausgehend vom Anfangszustand $\hat{F}_1(0)$, $\hat{F}_{12}(0)$ ^{†)}. In den letzten Jahren gab es beachtliche theoretische und numerische Fortschritte, insbesondere in der Halbleiteroptik, ein Überblick ist in [2] zu finden.

1.B. Nichtgleichgewichts-Green-Funktionen: Die Idee der GF lässt sich erfolgreich auf das Nichtgleichgewicht ausdehnen^{*)}, in dem eine zeitabhängige Funktion $g^<(p, E, t)$ betrachtet wird.

Damit gelingt es, auch die Evolution des 1-Teilchen-Spektrums $A(p, E, t)$ selbstkonsistent mitzuberechnen, wie in Abb. 6 an der Funktion $g^<(p, t_1, t_2)$ gezeigt. Diese *zweizeitige* Funktion folgt durch Fourier-Transformation bezüglich E und Variablentransformation: $g^<(p, E, t) \rightarrow \int dE' e^{iE'\tau/\hbar} g^<(p, E', t) = \tilde{g}^<(p, \tau, t) \rightarrow g^<(p, t_1, t_2)$, mit der Definition $t_{1,2} = t \pm \tau/2$. Die Bewegungsgleichungen für $g^<(p, t_1, t_2)$ – die Kadanoff-Baym-Gleichungen [1, 2, 7] – sind sehr gut geeignet für die theoretische und numerische Behandlung der Dynamik korrelierter entarteter CS. Durch ihre kürzliche Verallgemeinerung auf beliebige Anfangskorrelationen [8, 7] sind sie auch auf Femtosekundenprozesse anwendbar.

Die aus 1.A und B gewonnenen *quantenkinetischen Gleichungen* sind äquivalent und können entweder direkt gelöst werden, vgl. Abb. 5, 6, oder als Ausgangspunkt für systematische Näherungen benutzt werden [2, 5, 7].

^{*)} Diese Punkte sind offensichtlich aber sehr anspruchsvoll. Z. B. verletzt Boltzmanns berühmte kinetische Gleichung die Forderungen (i)-(iii): ihre GG-Lösung ist die ideale Verteilung $f_{\text{GG}}^{\text{id}}(p)$, sie erhält nur die *kinetische* Energie und ist ungeeignet für das Anfangsstadium der Relaxation [2].

^{†)} Bemerkenswerte frühe Arbeiten für korrelierte Plasmen haben u. a. Prigogine, Zwanzig, Klimontovich, Silin, Balescu und Lenard geleistet.

^{*)} Ausgehend von der Quantenfeldtheorie lässt sich eine sehr allgemeine relativistisch kovariante Theorie ableiten, zu deren Pionieren insbesondere Martin, Schwinger, Keldysh, sowie Baym, Kadanoff und DuBois zählen [1–3, 5].

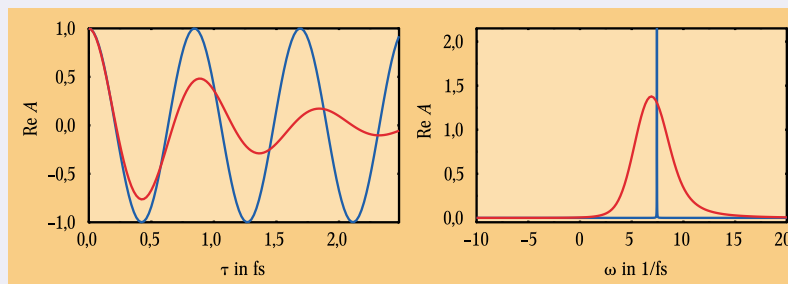


Abb. ii: Energiespektrum für einen fixierten Impuls. Links – als Funktion der Relativzeit (Abstand von der Zeitdiagonale), rechts – als Funktion der Energie ($E = \hbar\omega$). Die Wechselwirkung der Elektronen führt

zur Dämpfung der Spektralfunktion (rote Kurve links) bzw. zu einer Verbreiterung und Verschiebung des Peaks (rechts). Blau – Grenzfälle idealer Elektronen. [Lösung der Kadanoff-Baym-Gleichungen für Elektronen in dichtem Wasserstoff.]

Nichtgleichgewichtseigenschaften von Coulomb-Systemen

Das Interesse an Coulomb-Strukturen ist (neben der Grundlagenforschung) durch vielfältige Anwendungen motiviert, bei denen das System durch externe elektromagnetische Felder aus dem Gleichgewicht gebracht wird, wie etwa der Stromfluss bei Anlegen eines elektrischen Feldes oder die Absorption von Laserstrahlung. Diese Eigenschaften sind natürlich sehr sensitiv vom Zustand des CS abhängig, vor allem von der Stärke der Coulomb-Korrelationen, von Quanteneffekten und der Existenz von Bindungszuständen.³⁾ Umgekehrt können die benutzten elektrischen Felder selbst den Zustand

des CS verändern, und diese Änderungen können sich außerordentlich rasch vollziehen, begleitet von einer Vielzahl von Relaxationsprozessen, bis das System schließlich einen neuen stationären Zustand erreicht.

Die sich hierbei vollziehenden Phänomene sind außerordentlich komplex. Wir können uns daher nur auf ein Beispiel konzentrieren, das in letzter Zeit, insbesondere durch den Einsatz von Kurzpulslasern, immer bedeutsamer wird: ultraschnelle Prozesse, die sich sofort nach bzw. während der Anregung im CS vollziehen. Dabei besitzen die Ladungsträger zu Beginn zum Teil hohe kinetische Energie, sie sind fern vom Gleichgewicht, und selbst ihre Wechselwirkung ändert sich.⁴⁾ Ähnliche Prozesse gewinnen auch in der Nanotechnologie zunehmend an Bedeutung, in dem Maße, wie die an Schaltkreise angelegten Wechselspannungen immer kürzere Periodendauern (Schaltzeiten) erreichen. Der sich bei Anregung durch elektrische Felder vollziehende Aufbau von Korrelationen bzw. der dynamischen Abschirmung wurde bereits 1928 von Debye und Falkenhagen für Ionen in einer elektrolytischen Lösung untersucht. Das analoge Phänomen wurde kürzlich auch für laserpulserzeugte Elektronen in einem Halbleiter [5, 2] im Femtosekundenbereich eindrucksvoll experimentell verifiziert [6]. Interessanterweise gibt es in allen CS eine *universelle Zeitskala* τ_{cor} , innerhalb derer die Wechselwirkung ihre stationäre Form erreicht: $\tau_{\text{cor}} \sim 2\pi/\omega_{\text{pl}}$, wobei $\omega_{\text{pl}} = \sqrt{ne^2/\epsilon m}$ die Plasmafrequenz ist. Dabei variiert τ_{cor} sehr stark: von einigen Millisekunden in klassischen ionischen Lösungen über Picosekunden in Halbleiterbauelementen bis zu weniger als einer Femtosekunde im dichten Quantenplasma des Jupiter.

Diese Kurzzeitprozesse in Quanten-CS lassen sich mit herkömmli-

3) Daneben spielen auch kollektive Prozesse wie dynamische Abschirmung, Plasmaschwingungen und -instabilitäten eine wichtige Rolle, die allerdings über den Rahmen dieses Artikels hinaus gehen. Einen Überblick gibt Kapitel 5 von Ref. [2].

4) Die Coulomb-Kraft (1) zwischen zwei Ladungen wird bei Anwesenheit weiterer Ladungen modifiziert, „abgeschirmt“ [2]. Bei schnellen Prozessen durchläuft auch die Abschirmung eine rapide Entwicklung.

chen Theorien, wie etwa der Boltzmannschen kinetischen Gleichung, nicht beschreiben. Trotz ihrer großen Erfolge versagt sie nicht nur bei kurzen Zeiten, sondern liefert auch nicht die korrekten Erhaltungssätze und asymptotischen Zustände eines korrelierten Systems. Daher wurden in den letzten Jahren umfangreiche Anstrengungen unternommen – besonders vorangetrieben von den Gruppen von H. Haug (Frankfurt) bzw. D. Kremp (Rostock) – verallgemeinerte quantenkinetische Gleichungen (QKG) abzuleiten und numerisch zu lösen, s. Infokasten II und Ref. [2, 5, 7]. Abbildung 5 demonstriert, dass mit diesen Gleichungen tatsächlich Erhaltung der Gesamtenergie $\langle \hat{H} \rangle$ (kinetische plus potentielle) erreicht wird. Gleichzeitig ermöglichen sie Einblicke in das Kurzzeitverhalten: potentielle Energie (negativ, aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung) wird aufgebaut (Abb. 5, oben), zwangsläufig wächst die kinetische Energie, bis nach der Zeit $t \sim \tau_{\text{cor}}$ eine Sättigung erreicht ist. Gelingt es andererseits, die Ladungsträger stark korreliert anzuregen, ist es umgekehrt möglich, das System rapide abzukühlen, vgl. unteres Bild von Abb. 5 [2, 8, 7].

Schließlich gestatten es die QKG auch, eine fundamentale Eigenschaft eines Vielteilchensystems – das Energiespektrum $A(p, E)$ und dessen Zeitentwicklung – selbstkonsistent zu berechnen. Während ein ideales System ($\Gamma = r_s = 0$) durch scharfe Energien bei fixiertem Impuls p gekennzeichnet ist, (blaue Kurven in Abb. ii), führen Korrelationen zu einem Ausschmieren, verbunden mit einer Verschiebung der Peaks, (rote Kurven rechts). Dieses Spektrum enthält die komplette Information über das Gesamtsystem. Anwendungen dieser Theorie auf Kurzzeitprozesse bei der optischen Anregung eines Halbleiters zeigt Abb. 6 (Lösung der Interband-Kadanoff-Baym-Gleichungen). Durch Absorption von Photonen werden Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband „gehoben“ (die Abbildung zeigt nur Elektronen mit fixiertem Impuls $p_0 = 0$), die Änderung ihrer Zahl ist entlang der Zeitdiagonalen ($t_1 = t_2 = t$) ablesbar. Die Oszillationen senkrecht zur Diagonalen zeigen das momentane Energiespektrum dieser Elektronen, nur in den Zeitraum transformiert, wie in Abb. ii erläutert. Die Einteilchenenergie der Elektronen $E(p, t)$

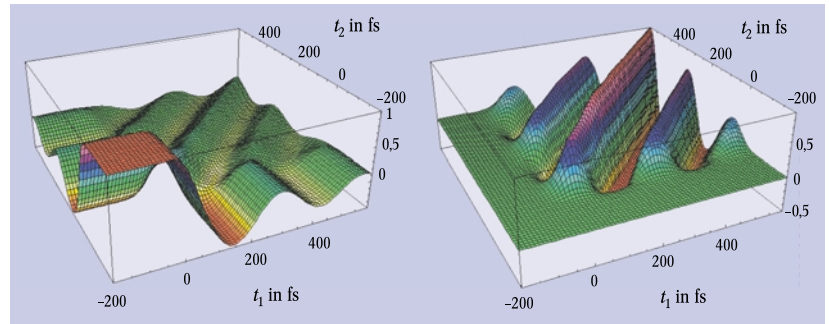


Abb. 6: Evolution der Elektronen-Green-Funktionen in einem Halbleiter bei Anregung durch einen 50 fs-Laserpuls mit Maximum bei $t_1 = t_2 = 0$. Die Bilder zeigen den Imaginärteil von $g^<(t_1, t_2)$ im Valenzband „v“ (links) und Leitungsband „c“ (rechts). Entlang der Zeitdiagonalen $t_1 =$

$t_2 = t$ erkennt man die Entwicklung der Dichte [Verteilung $f_v(p_0, t)$ bzw. $f_c(p_0, t)$], senkrecht dazu (entlang $\tau = t_2 - t_1$), die Entwicklung des Energiespektrums A_v bzw. A_c für Elektronen mit dem Impuls $p_0 = 0$.

ist aus der Frequenz dieser Oszillationen ablesbar: offenbar ist in beiden Bändern $E(p_0, t) \neq E^{\text{id}}(p_0) = p_0^2/2m = 0$, was eine Folge der Coulomb-Wechselwirkung ist, d. h. wir beobachten eine dynamische Verschiebung der Energiebänder im Halbleiter, verbunden mit deren Verbreiterung (ablesbar an der Dämpfung der Oszillationen).

Mit diesen QKG ist die Grundlage der Quantentransport-Theorie korrelierter Vielteilchensysteme geschaffen worden. Vielfältige Anwendungen, z. B. auf kohärente Phänomene in Halbleitern [5, 2], Plasmaschwingungen oder nichtlinearen Transport in Festkörpern und Plasmen in intensiven elektromagnetischen Feldern [5, 7, 9, 10] haben ihre Leistungsfähigkeit bereits eindrucksvoll bestätigt.

Mesoskopische stark korrelierte Coulomb-Systeme

Wir wollen jetzt untersuchen, welche zusätzlichen Phänomene in *endlichen* CS mit $N < 100$ Teilchen zu erwarten sind. Das Interesse daran ist in den letzten zwei Jahrzehnten stark gewachsen, seit es möglich ist, derartige Systeme experimentell herzustellen – kleine geladene Cluster aus Metallatomen, kolloidale oder

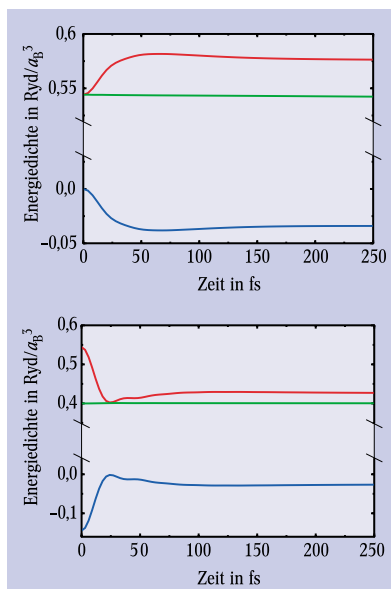


Abb. 5: Kurzzeitrelaxation der kinetischen Energie entarteter Elektronen in einem Halbleiter. Während des Anfangsstadiums, $t \leq \tau_{\text{cor}}$, ändern sich kinetische (rot) und potentielle Energie (blau), ihre Summe (grün) bleibt aber konstant. Im Bild oben ist der Anfangszustand *unkorreliert*, unten *überkorreliert*.

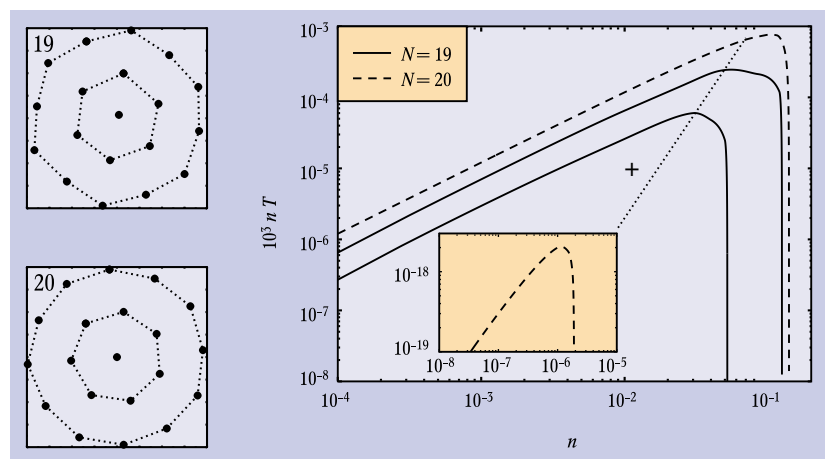


Abb. 7: Symmetrie und Phasendiagramm der Kristalle aus 19 bzw. 20 Elektronen. Links: unterschiedliche Kristallstruktur (Jeder Punkt stellt ein Elektron dar, das quantenmechanische Resultat ist in Abb. 8 gezeigt). Die äußeren/inneren Linien im Bild rechts schließen die radial/voll-

ständig lokalisierte Kristallphase ein. Die gepunktete diagonale Linie trennt den klassischen (links) vom Quantenkristall. Dichte n und Temperatur T sind so skaliert, dass sie mit den Coulomb-Kopplungsparametern über $n = r_s^{-1/2}$ und $T = 1/T$ verknüpft sind [11, 12].

„staubige“ Plasmen, Ionen in Speicherringen oder kleine Inseln aus Halbleitermaterial (Quantenpunkte). Das Reizvolle daran ist die Möglichkeit, auf kleinstem Raum Strukturen mit vorgegebenen Eigenschaften zu erzeugen – künstliche „Atome“, „Moleküle“ oder „Kristalle“.

Als ein anschauliches und repräsentatives Modell wollen wir im Folgenden ein zweidimensionales System aus N Elektronen in einer kreisförmigen Falle betrachten, das durch den Hamilton-Operator (2) mit dem Potential $U_{\text{ext}} = \sum_{i=1}^N m_i \omega_0^2 r_i^2 / 2$ beschrieben wird. Die Coulomb-Abstoßung der Elektronen U_c wird durch das Fallenpotential U_{ext} kompensiert, das eine zum Zentrum ($r=0$) gerichtete Kraft auf jedes Elektron erzeugt und entweder durch externe elektrische Felder oder durch interne Felder in einer Halbleiter-Heterostruktur (Quantenpunkt) hervorgerufen wird. Hätten die Elektronen keine kinetische Energie [$K=0$ in Glg.

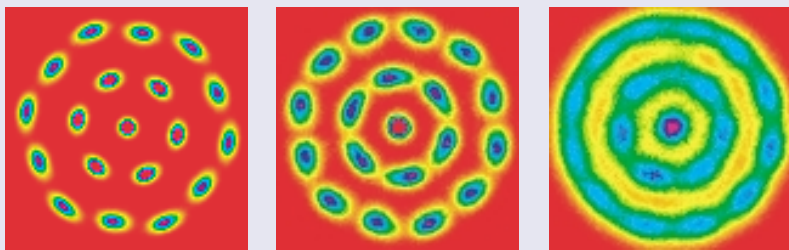


Abb. 8: Aufenthaltswahrscheinlichkeit von 19 Elektronen in der x - y -Ebene im Wigner-Kristall (links), im nur radial lokalisierten Kristall (Mitte) und in der „flüssigen“ Phase (rechts). Die Wahrscheinlichkeit wächst von Null (rot) bis zum Maximum (pink). Von links nach rechts erfolgt quantenmechanisches Schmelzen: durch Kompression wächst die Überlappung der einzelnen Elektronen zuerst innerhalb (Mitte) und schließlich zwischen den verschiedenen Schalen [11, 12].

(2)], würden sie sich dort befinden, wo sich alle Kräfte gerade aufheben, wie in Abb. 7 links gezeigt: auf Schalen, deren Form im Wesentlichen dem Potential U_{ext} folgt. Das erinnert an die Schalenstruktur in Atomen (Periodensystem) oder Kernen, und in der Tat gibt es ganz analoge Auffüllsequenzen, Schalenabschlüsse und außergewöhnlich stabile Konfigurationen – so genannte „magische“ Cluster – wie jener aus 19 Elektronen (man beachte die regelmäßige radiale Ausrichtung der Elektronen), im Gegensatz zu $N=20$, s. Abb. 7. Diese hexagonalen Strukturen sind das mesoskopische Analogon⁵⁾ zum Wigner-Kristall, wie wir ihn bereits vorher diskutiert hatten.

In Wirklichkeit ist natürlich immer $K > 0$, verbunden mit endlichen Werten der Kopplungsparameter Γ und r_s . Variiert man nun die Temperatur und/oder die Dichte (durch Änderung von ω_0), ändern sich auch kinetische Energie und Kopplungsparameter. Um auch Quanteneffekte (endliche Ausdehnung der Elektronen) und Austausch rigoros zu berücksichtigen, eignen sich wiederum PIMC-Simulationen am besten. Damit gelingt es – ausgehend von ersten Prinzipien (vgl. Infokasten I.) – das komplette Phasendiagramm mesoskopischer Coulomb-Cluster zu konstruieren. Die Resultate ergeben, dass sogar zwei verschiedene Kristallphasen⁶⁾ existieren [11]: die erste ist gekennzeichnet durch *vollständige* Ordnung und Lokalisierung der Elektronen. Wird die Temperatur über einen kritischen Wert erhöht, geht der Kristall über in eine zweite, nur *partiell (radial) geordnete* Phase: Elektronen bleiben lokalisiert auf ihren Schalen, welche aber relativ zu einander rotieren können. Bei weiterer Temperatur-

erhöhung verschwindet auch die radiale Ordnung, die Elektronen haben ausreichend kinetische Energie, um von einer Schale zur anderen zu springen – der Kristall schmilzt.

Interessanterweise kann der Kristall auch durch Vergrößerung des *confinement* (ω_0) zerstört werden, und das selbst am absoluten Temperaturnullpunkt⁷⁾: Kompression vergrößert die Überlappung der elektronischen Wellenfunktionen, bis sich die Elektronen der selben Schale berühren, vgl. Abb. 8, Mitte, wodurch Rotation der Schalen möglich wird. Weitere Kompression führt schließlich zu einer Überlappung der Elektronen verschiedener Schalen (rechts) und ermöglicht quantenmechanisches Tunneln von einer Schale zur anderen – der Kristall schmilzt.

Schließlich gibt es noch eine weitere Eigenschaft der mesoskopischen Wigner-Kristalle, die sie auch für Anwendungen interessant macht: die Schmelzparameter hängen sehr stark von der genauen Elektronenzahl ab. Es gibt dramatische Unterschiede zwischen „magischen“ (z. B. $N=19$), und nicht-magischen (z. B. $N=20$) Clustern, insbesondere für das Einsetzen des Rotationsschmelzen, vgl. auch Abb. 7: $\Gamma_{19}^0 = 330$, gegenüber $\Gamma_{20}^0 = 3,4 \cdot 10^{11}$, bzw. im Quantenfall $r_{s19}^0 = 400$ gegenüber $r_{s20}^0 = 3,0 \cdot 10^{11}$! Das ermöglicht ein völlig neues Schmelz-Szenario – ohne Änderung von Dichte und Temperatur. Fixiert man z. B. den Kopplungsparameter Γ (oder r_s) sodass $\Gamma_{19}^0 < \Gamma \ll \Gamma_{20}^0$ gilt (siehe Kreuz in Abb. 7, rechts), lässt sich der Phasenübergang durch Hinzufügen bzw. Entfernen eines einzigen Elektrons steuern [12]: Der Cluster aus 19 Elektronen zeigt keine Rotation der Schalen, wird nur ein Elektron hinzugefügt, setzt Rotation ein. In der Tat wird diese Vorhersage durch Molekulardynamik-Simulationen präzise bestätigt [12]. Derartige Effekte der *Einzelektronen-Kontrolle* kollektiver Bewegungen (und damit etwa der Leitfähigkeit) sind durchaus für Nanotechnologie und Quantencomputing interessant, zumal z. B. in Halbleiter-Heterostrukturen noch viel komplexeres Verhalten realisiert werden kann. Zwar steht eine experimentelle Realisierung mesoskopischer Wignerkristalle in Halbleitern noch aus, aber hier hilft ein „Sprung“ zu einem ganz anderem CS: In staubigen Plasmen hat man seit mehreren Jahren Wigner-Kristallisation gefunden (die starke Kopplung Γ wird hier durch klassische hochaufgeladene Teilchen mit $e \sim 10000 e_0$ bewirkt). In wunderschönen Experimenten gelang es inzwischen A. Melzer und A. Piel, auch mesoskopische Staubbkristalle zu untersuchen, wobei genau die vorhergesagte N -Abhängigkeit der Schalenrotation gefunden wurde.⁸⁾

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Artikel habe ich Phänomene in korrelierten Quanten-CS diskutiert, die immer mehr an Bedeutung gewinnen. Besonders interessant ist dabei die enge Verwandtschaft von Coulomb-Systemen in den unterschiedlichsten Gebieten der Physik. Die Resultate beruhen auf Computer-„experimenten“, d. h. auf theoretischen und numerischen Methoden, die direkt auf den Grundgleichungen der modernen Physik basieren und aufgrund der rasanten Computerentwicklung besonders perspektivreich sind: Pfadintegral-Monte-Carlo, Quantenkinetik und klassische Molekulardynamik, s. Tabelle. Jedes dieser Verfahren besitzt Stärken, aber auch Grenzen. Um mit Paul Martin zu sprechen [7]: „there is no ‚silver bullet‘ or ‚magic potion‘ for treating all systems“. Gerade Quanten-CS mit starken elektroni-

5) Streng genommen, sind Kristallisation, Schmelzen oder Phasen Phänomene, die in *makroskopischen* Systeme auftreten, aber viele Effekte in den kleinen Clustern sind völlig analog, sodass man die selbe Terminologie verwendet.

6) Als besonders sensitiv auf den Phasenübergang erweisen sich die *mittleren Fluktuationen des Abstandes* zweier Elektronen: am Schmelzpunkt wachsen sie sprunghaft, was charakteristisch für die zunehmende Delokalisierung ist.

7) Hier handelt es sich um ein Beispiel für einen Quanten-Phasenübergang, vgl. M. Vojta, Physik Journal, März 2002.

8) Nähere Informationen unter www.ieap.uni-kiel.de/plasma/ag-piel

Tabelle 1: Vergleich der im Artikel benutzten Methoden hinsichtlich der Güte der Behandlung verschiedener Systemeigenschaften. Die Skala reicht von – (nur sehr eingeschränkt) bis +++ (keine Begrenzung). PIMC = Pfadintegral-Monte-Carlo, QKinetik = Quantenkinetik, MD = Molekulardynamik. ¹⁾ – für Fermionen nur endliche Temperaturen, $T > 0$; ²⁾ – nur ausgewählte starke Korrelationen (z. B. Leiterdiagramme); ³⁾ – Quantenpotentiale (Gleichgewicht) [10].

Methode	Starke Kopplung	Quanteneffekte	Kurzzeiteffekte
PIMC	+++	++ ¹⁾	–
QKinetik	+ ²⁾	+++	+++
MD	+++	+ ³⁾	+++

schen Korrelationen und insbesondere ihr Kurzzeitverhalten sind von wachsendem Interesse. Von einer strengen theoretischen und numerischen Behandlung, d. h. von einer rigorosen *Quantendynamik* sind wir derzeit jedoch noch weit entfernt, obwohl es eine Reihe sehr interessanter Konzepte gibt. Nach Überzeugung des Autors liegt die Zukunft in der Weiterentwicklung und Zusammenführung aller oben genannten Verfahren, wodurch die Stärken jeder einzelnen Methode optimal zum Tragen kommen. Als besonders aussichtsreich hat sich bereits die Wigner-Funktions-Quanten-Molekulardynamik erwiesen [13].

Danksagung

An den meisten der vorgestellten Ergebnisse waren Mitarbeiter entscheidend beteiligt: Dirk Semkat an der Lösung verallgemeinerter kinetischer Gleichungen und der Kadanoff-Baym-Gleichungen, Nai Kwong an der Lösung der zweizeitigen Bloch-Gleichungen für Halbleiter und Plasmaschwingungen, Vova Golubnychiy an den klassischen MD-Simulationen sowie Alexei Filinov an den PIMC-Simulationen zu mesoskopischen Wignerkrystallen. Die Grundideen zu den PIMC-Simulationen für Plasmen und Elektronen-Loch-Systeme sowie die Wigner-Funktions-QMD stammen von Vladimir Filinov. Für Unterstützung bei diesem Artikel danke ich Dirk Semkat und Hagen Radtke (Abb. 2, 4).

Mein Interesse an der Physik wurde durch meinen Vater, Manfred Bonitz, geweckt und in der Schule von Christian Hache (MANOS Dresden) weiter angefach. Seitdem erhielt ich die wichtigsten Impulse von meinen Lehrern in moderner Vielteilchen-Theorie – Yuri Lvovich Klimontovich (Moskau), Dietrich Kremp (Rostock) und Stephan Koch (Marburg). Physik wäre öde ohne ständigen Gedankenaustausch. Kollegen der verschiedensten Fachrichtungen verdanke ich zahlreiche Anregungen, Ideen und gemeinsame Arbeiten. Besonders dankbar bin ich Rolf Binder, Werner Ebeling, Sigurd Köhler, Wolf-Dietrich Kraeft, Wilfried Schäfer und Manfred Schlanges. Des weiteren danke ich an dieser Stelle A. Alexandrou, L. Banyai, Th. Bornath, H. DeWitt, J.W. Dufty, D. Ferry, A. Förster, D. O. Gericke, H. Haberland, H. Haug, K. Henneberger, P. Hilse, W. Hoyer, G. Kalman, S. Kosse, T. Kuhn, K. Morawetz, Th. Ohde, R. Redmer, H. Ruhl, P. Thomas und S. Trigger. Ausdrücklicher Dank gebührt den vorbildlichen Förderprogrammen des DAAD und der DFG, durch die meine Postdoc-Aufenthalte in den USA bzw. meine Mitarbeiter finanziert wurden.

Wie aus diesem Artikel deutlich wurde, haben viele Phänomene der „herkömmlichen“ Plasmaphysik hochinteressante Pendanten in anderen Fachgebieten. Derar-

tige Analogien zu erkennen und zu untersuchen, hat mich stets ganz besonders gereizt und mich immer wieder zu „Seitensprüngen“ in andere Fachrichtungen „verführt“. Ich bin der Deutschen Physikalischen Gesellschaft ganz besonders dankbar, dass sie dieses „Fremdgehen“ und mein interdisziplinäres Arbeiten durch die Verleihung des Gustav-Hertz-Preises 2002 gewürdigt hat.

Literatur

- [1] W.-D. Kraeft, D. Kremp, W. Ebeling und G. Röpke, Quantum Statistics of Charged Particle Systems, Akademie-Verlag, Berlin 1986
- [2] M. Bonitz, Quantum Kinetic Theory, Teubner-Verlag, Stuttgart/Leipzig 1998
- [3] L. P. Kadanoff und G. Baym, Quantum Statistical Mechanics, Addison-Wesley Publ. Co. Inc., 2. Auflage, 1989
- [4] Siehe z.B. V. S. Filinov, M. Bonitz, W. Ebeling und V. E. Fortov, Plasma Phys. Contr. Fusion **43**, 743 (2001) und Referenzen darin.
- [5] H. Haug und A. P. Jauho, Quantum Kinetics in Transport and Optics of Semiconductors, Springer 1996
- [6] R. Huber, F. Tauser, A. Brodschelm, M. Bichler, G. Abstreiter und A. Leitenstorfer, Nature **414**, 286 (2001)
- [7] „Progress in Nonequilibrium Green's functions“, M. Bonitz (Hrsg.), World Scientific 2000
- [8] D. Semkat, D. Kremp und M. Bonitz, J. Math. Phys. **41**, 7458 (2000)
- [9] D. Kremp, Th. Bornath, M. Schlanges und M. Bonitz, Phys. Rev. E **60**, 4725 (1999)
- [10] M. Bonitz (Hrsg.), Introduction to Computational Methods for Many-Body Systems, Rinton Press, Princeton 2002
- [11] A. Filinov, M. Bonitz und Yu. Lozovik, Phys. Rev. Lett. **86**, 3851 (2001) und Physical Review Focus, April (2001)
- [12] Für weitergehende Informationen, Referenzen, Animationen u.a. s. <http://elde.mpg.uni-rostock.de/mb>
- [13] V. S. Filinov et al., Phys. Rev. B **65**, 165124 (2002) und Referenzen darin

Der Autor

Michael Bonitz schlug einen Studienplatz in Dresden aus, um von 1981 bis 1987 an der Lomonossov-Universität in Moskau zu studieren, wo die theoretische Physik einen besonders guten Ruf hatte. An der Universität Rostock promovierte er über Quantentransport und Ionisations- und Rekombinationsprozesse in korrelierten Vielteilchensystemen. Nach der Wende ging er als DAAD-Stipendiat nach Tucson, Arizona. Heute lehrt und forscht er an der Universität Rostock. Eine große Anzahl an Publikationen in einer Vielzahl von Fachgebieten weist seine außergewöhnliche wissenschaftliche Breite aus. Zum Erstaunen seiner Kollegen fährt Bonitz bei jedem Wetter mit dem Fahrrad ans Institut, sei es bei + 40 °C Grad in Arizona oder bei –20 °C in Rostock.

