

# **Versuch 48 - Dipolrelaxation in Ionenkristallen**

**TU Dortmund, Fakultät Physik  
Fortgeschrittenen-Praktikum**

Jan Adam

jan.adam@tu-dortmund.de

Dimitrios Skodras

dimitrios.skodras@tu-dortmund.de

16. April 2014

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
1.1	Ionengitter . . . . .	1
1.2	Messverfahren . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Durchführung</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>

# 1 Theorie

## 1.1 Ionengitter

Ein einwertiger Ionenkristall (CsJ) erfährt einen Einbau eines zweiwertigen Kations ( $\text{Sr}^{++}$ ), wodurch ein permanenter Dipol entsteht. Denn aufgrund der Ladungserhaltung entsteht mit dem zweiwertigen Kation eine Leerstelle, die gemeinsam entsprechend Abbildung 1 den Dipol bilden.

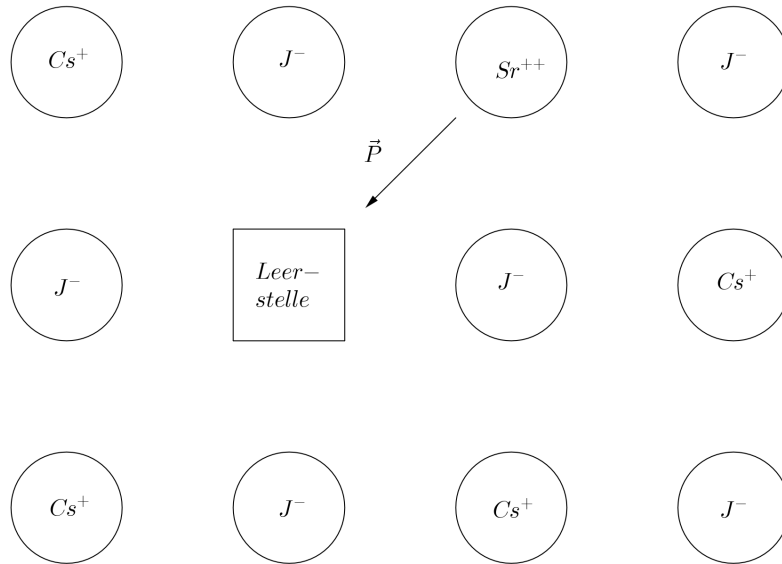


Abbildung 1: Entstehung eines Dipols im Ionengitter

Wegen der diskreten Gitterpunkte sind nur diskrete Dipolausrichtung möglich, wobei unterhalb von  $500\text{ }^{\circ}\text{C}$  sich ausschließlich die Leerstellen bewegen. Die Potentialschwelle die zu dieser Leerstellendiffusion die durch den periodischen Verlauf des Gitterpotentials festgelegt ist, muss überwunden werden. Damit ist eine Aktivierungsenergie  $W$  verbunden. Der Anteil der Dipole, die diese Energie mittels der thermischen Bewegung aufbringt ist verteilt nach der Boltzmann-Statistik  $\exp(W/k_B T)$ , mit  $k_B$  als Boltzmann-Konstante. Die mittlere Zeit einer Dipolumorientierung wird Relaxationszeit  $\tau$  genannt, die direkt proportional zur Boltzmann-Statistik sein muss

$$\tau(T) = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{k_B T}\right), \quad (1)$$

mit  $\tau_0$  als charakteristische Relaxationszeit, die bei unendlicher Temperatur bestehen würde. Im Versuch sollen die Aktivierungsenergie und die charakteristische Relaxationszeit ermittelt werden.

## 1.2 Messverfahren

Die untersuchte mit Strontium dotierte Kaliumbromid-Probe ist kreisförmig und etwa 3-5 mm dick. Sie dient als Dielektrikum eines Plattenkondensators, an den eine Gleichspannung angeschlossen wird, sodass innerhalb der Probe ein elektrisches Feld  $E$  wirkt. Die statistisch ausgerichteten Dipole in der Probe richten sich entsprechend der Feldrichtung aus. Die Ausrichtung wird jedoch durch die thermische Bewegung der Gitterbausteine gestört, sodass nur ein Bruchteil  $y$  der Dipole in Feldrichtung zeigt. Dieser Anteil wird durch die Langevin-Funktion  $L(x)$  beschrieben

$$y = L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad \text{mit } x = \frac{pE}{k_B T}, \quad (2)$$

die für den Fall  $pE \ll k_B T$  wird zu

$$y = \frac{pE}{3k_B T}. \quad (3)$$

Um tatsächlich diesen Bruchteil zu erhalten, muss das Feld lange gegenüber der Relaxationszeit eingeschaltet sein. Bei eingeschaltetem E-Feld wird die Probe mit flüssigem Stickstoff schnell auf eine Temperatur  $T_0$  gebracht. Wegen des exponentiellen Zusammenhangs, ist es möglich, diesen Polarisationszustand konstant zu halten. Nach Abschalten des Felds, wird der Kondensator kurzgeschlossen, was den Ladungsteil bei tiefen Temperaturen in Form von Elektronen verschwinden lässt. Mit konstanter Heizrate  $b = dT/dt = \text{const}$  wird die Probe erhitzt, was dazu führt, dass die Dipole sich wieder statistisch ausrichten werden. Dieser Vorgang wird Dipolrelaxation genannt und bringt einen Depolarisationsstrom mit sich, der mit einem empfindlichen Strommessgerät gemessen werden kann. Zu Beginn steigt der Strom entsprechend Abbildung 2 mit der Temperatur steil an, da  $\tau$  schnell abnimmt, woraufhin er ein Maximum erreicht und wieder abnimmt, da nicht relaxierte Dipole weniger werden. Die Depolarisationsstromdichte  $j(T)$  setzt sich zusammen aus dem Bruchteil  $y$ , der bei Polarisations Temperatur  $T_p$  orientierten Dipole, dem Dipolmoment  $p$  und der Zahl der pro Zeiteinheit relaxierenden Dipole  $dN/dt$

$$j(T) = y(T_p) p \frac{dN}{dt}. \quad (4)$$

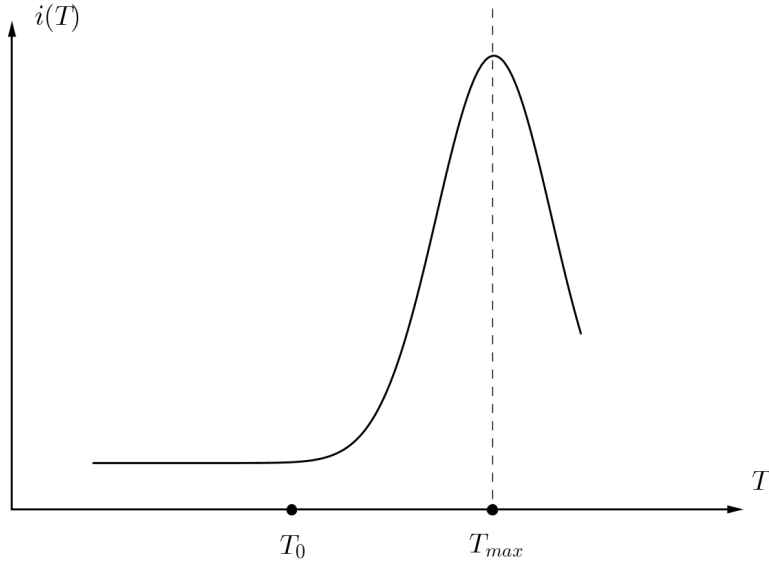


Abbildung 2: Depolarisationsstromdichte

Nach (3) ergibt sich

$$y(T_p)p = \frac{p^2 E}{3k_B T_p}, \quad (5)$$

da es sich bei der Dipolrelaxation um einen thermischen Prozess handelt, ist  $dN/dt$  proportional zur noch vorhandenen Zahl orientierter Dipole, wobei der Proportionalitätsfaktor die inverse Relaxationszeit ist

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau(T)}, \quad (6)$$

was eine Differentialgleichung darstellt, deren Lösung eine Exponentialfunktion darstellt und allsamt in (4) zu

$$j(T) = \frac{p^2 E}{3k_B T_p} \frac{N_p}{\tau_0} \exp \left( -\frac{1}{b\tau_0} \int_{T_0}^T \exp \left( \frac{W}{k_B T'} \right) dT' \right) \exp \left( \frac{W}{k_B T} \right). \quad (7)$$

Für das Anfangsintervall ist  $\exp(W/k_B T)$  klein, was zur Näherung führt

$$j(T) \approx \frac{p^2 E}{3k_B T_p} \frac{N_p}{\tau_0} \exp \left( \frac{W}{k_B T} \right) \quad (8)$$

und in einem  $(\ln j - 1/T)$ -Diagramm zu einer Geraden führt, aus deren Steigung sich die Aktivierungsenergie  $W$  errechnen lässt. Größere Genauigkeit hierbei liefert die Betrachtung des gesamten Kurvenverlaufs. Die Polarisation  $P$  ist dem Gesamtdipolmoment

pro Volumeneinheit entsprechend und proportional zur Zahl orientierter Dipole. Beim Aufheizen gilt hier ebenfalls eine Relaxationsgleichung

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P(t)}{\tau(T(t))}. \quad (9)$$

Durch die Änderung der Polarisation wird ein äußerer Stromkreis  $i$  erzeugt, der integriert führt zu

$$\int_{t(T)}^{\infty} i(t) dt = \int_{t(T)}^{\infty} F \frac{dP}{dt} dt = -FP(t), \quad (10)$$

wobei  $P(\infty) = 0$ . Durch einen linearen Zusammenhang von  $t(T)$  und  $T$  lässt sich nun schließlich  $\tau$  schreiben als

$$\tau(T) = \frac{1}{b i(T)} \int_T^{\infty} i(T') dT' \quad (11)$$

und mit (1) die Aktivierungsenergie

$$W = k_B T \ln \left( \frac{1}{b \tau_0 i(T)} \int_T^{T^*} i(T') dT' \right). \quad (12)$$

Durch Auftragen des ln-Ausdrucks gegen  $1/T$  kann  $W$  aus dem Geradenanstieg errechnet werden, wobei  $T^*$  eine beliebige, feste Temperatur ist, bei der  $i(T^*) \approx 0$ .  $\tau_0$  lässt sich nun indirekt aus der Lage von  $T_{max}$  aus Abbildung 2 bestimmen. Durch Differenziation von (7) ist eine Beziehung zwischen  $T_{max}$  und  $\tau(T_{max})$  herstellen. Durch Einsetzen des Wertepaares  $(T_{max}, \tau(T_{max}))$  in (1) lässt sich schließlich die charakteristische Relaxationszeit  $\tau_0$  bestimmen.

## 2 Durchführung

Im Versuch sollen für mit Strontium dotiertes Kaliumbromid  $i - T$ -Kurven bei zwei verschiedenen Heizraten  $b$  zwischen  $2^\circ\text{C}/\text{min}$  und  $8^\circ\text{C}/\text{min}$  aufgenommen werden. Der Temperaturverlauf der Relaxationszeit  $\tau(T)$  soll angegeben werden, sowie die Aktivierungsenergie  $W$  durch beide vorgestellten Methoden berechnet werden.

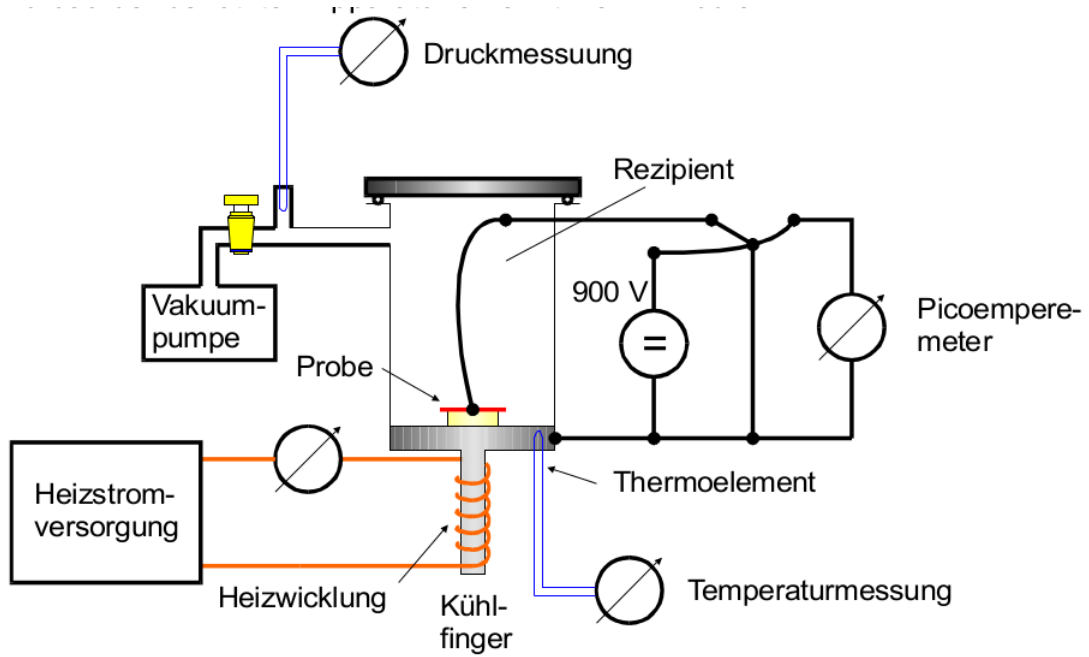


Abbildung 3: Schematischer Aufbau der Messapparatur

Die Probe befindet sich auf dem Boden des Probenbehälters. Da die Kristalle hygroskopisch sind, muss der Probenbehälter auf etwa  $10^{-2}$  bar evakuiert werden. Anschließend wird das elektrische Feld bei einer Spannung zwischen  $U = 600 - 900$  V über 900 s bei  $T_p = 320$  K erzeugt. Nach der Polarisierung wird die Probe mit flüssigem Stickstoff auf 210 K gekühlt. Das E-Feld wird abgeschaltet und der Kondensator entladen. Nun wird das Picoamperemeter angeschlossen und bei stabiler Anzeige der Aufheizprozess begonnen. Um konstante Heizraten zu erhalten ist es nötig den Temperaturverlauf ständig beobachten und die Heizleistung nach Tabelle 1 angepasst werden.

$b$ in °C/min	$T$ in °C	$I_{Heiz}$ in A
2	-50	0,8
	-18	0,9
	-3	1,0
	+5	1,1
	+33	1,2
	+44	1,3
	+52	1,4
	+58	1,5
3	-50	1,0
	-20	1,1
	+2	1,3
	+28	1,4
	+41	1,5
	+51	1,7
4	-50	1,5
	-30	1,6
	-7	1,7
	+25	2,0
	+44	2,2
	+65	2,5
5	-50	1,7
	-16	2,0
	+26	2,2
	+44	2,3
	+60	2,6

Tabelle 1: Heizstrom für konsante Temperaturerhöhungen bei verschiedenen Heizraten



### **3 Auswertung**

Literatur