

3. Domänenwände in ferroelektrischen Materialien

3.1 Parallelen und Unterschiede zwischen Ferroelektrizität und Ferromagnetismus

Zwischen Ferroelektrika und Ferromagnetika bestehen viele Analogien, die sich schon in der Namensgebung der "ferro"elektrischen Stoffe ausdrücken. Ein Ferromagnetikum wird durch das Vektorfeld der Magnetisierung $\underline{I}(\underline{r})$ beschrieben, welches mit dem magnetischen Feld durch die Maxwellsche Gleichung $\text{div}(\underline{H}+4\pi\underline{I})=0$ verknüpft ist. Eine ähnliche Rolle spielt im Ferroelektrikum das Vektorfeld der "Elektrisierung" oder Polarisation $\underline{P}(\underline{r})$, welches mit dem elektrischen Feld \underline{E} durch

$$\text{div}(\underline{E}+4\pi\underline{P}) = \rho \quad (3.1)$$

verknüpft ist. Wir wollen die ferroelektrische Polarisation hier als gegeben annehmen und bezüglich ihres Ursprungs und ihres Zusammenhangs mit der Kristallsymmetrie auf die umfangreiche Literatur verweisen [3.1-3].

Eine Gegenüberstellung der Eigenschaften der beiden Vektorfelder $\underline{I}(\underline{r})$ und $\underline{P}(\underline{r})$ kann zeigen, bis zu welchem Grade es möglich ist, die zur Berechnung von Blochwänden in ferromagnetischen Materialien entwickelten Methoden zu übertragen. Als wesentlichste Unterschiede und Parallelen zwischen ferroelektrischen und ferromagnetischen Materialien ergeben sich:

- 1) Der Betrag der elektrischen Polarisation kann - im Gegensatz zum Betrag der Magnetisierung im Mikromagnetismus - im allgemeinen nicht konstant gesetzt werden. Zur Beschreibung inhomogener Zustände sind daher Verfahren wie in Abschn. II.10 anzuwenden.
- 2) In beiden Fällen bestehen Wechselwirkungen mit dem Kristallgitter, die sich in Form einer Kristallanisotropie darstellen lassen. Sie sind in ferroelektrischen Materialien, besonders in den einachsigen Materialien dieser Gattung meist sehr stark. Ihre Ursache liegt

in der Anisotropie der Wechselwirkungen zwischen den Ionen des jeweiligen Kristallgitters.

3) In beiden Fällen existiert eine Kopplung zwischen Polarisation bzw. Magnetisierung und den elastischen Verzerrungen des Grundgitters. Die daraus resultierende spontane Deformation ist in der Regel in Ferroelektrika um einige Größenordnungen stärker als die Magnetostriktion in Ferromagnetika (typischerweise 10^{-2} - 10^{-3} gegenüber 10^{-4} - 10^{-6}). Das beruht u.a. darauf, daß in Ferroelektrika nicht nur quadratische Terme in der Polarisation in der Wechselwirkungsenergie mit der Gitterverzerrungen vorkommen (elektrostriktiver Effekt), sondern in bestimmten Kristallen auch lineare Terme (piezoelektrischer Effekt).

4) Im Gegensatz zum nicht existierenden magnetischen Monopol gibt es freie elektrische Ladungen (s. Gl. (3.1)). Diese können in Ferroelektrika auftretende Streufelder neutralisieren. Aus diesem Grund sind in ferroelektrischen Kristallen Domänenstrukturen und Wandstrukturen möglich, die mit starken Divergenzen des Polarisationsvektors verbunden sind.

5) In dynamischen Versuchen zeigt sich, daß die magnetische Polarisation ein Pseudovektor ist, der auf ein Magnetfeld wie der Drehimpuls eines Kreisels auf ein angreifendes Drehmoment reagiert (s. Gl. (II.11.1)), während die elektrische Polarisation ein gewöhnliches Vektorfeld darstellt.

6) Auch die elektrische Polarisation kann man sich aus elementaren elektrischen Dipolen zusammengesetzt denken. Die Kopplung zwischen diesen Dipolen ist jedoch nach allem, was darüber bekannt ist, grundsätzlich anders als im Ferromagnetikum. Im Ferromagnetikum existiert in einem einfachen klassischen Heisenbergmodell eine Kopplung der Art

$$\epsilon_A = -J(a)\underline{I}(\underline{r}_1) \cdot \underline{I}(\underline{r}_1 + \underline{a}) \quad (3.2)$$

und auch kompliziertere Austauschmechanismen führen zu qualitativ ähnlichen Ausdrücken. In Ferroelektrika fehlt diese direkte quantenmechanische Kopplung zwischen den elementaren Dipolen. Die wichtigste

Wechselwirkung besteht wahrscheinlich in der elektrischen Dipolwechselwirkung:

$$\epsilon_D = a^{-3} \{ \underline{I}(\underline{r}_1) \cdot \underline{I}(\underline{r}_1 + \underline{a}) - 3[\underline{a} \cdot \underline{I}(\underline{r}_1)][\underline{a} \cdot \underline{I}(\underline{r}_1 + \underline{a})] / a^2 \} \quad (3.3)$$

Eine magnetische Dipolwechselwirkung existiert auch im Ferromagnetikum. Sie ist jedoch auf atomarer Ebene gegenüber der Austauschenergie zu vernachlässigen und spielt erst bei großen Reichweiten (als Streufeldenergie) eine Rolle.

Die Abwesenheit der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung in Ferroelektrika hat die wichtige Konsequenz, daß es zunächst nicht erlaubt ist, ⁱⁿ eine phänomenologische Theorie der Ferroelektrizität die mikromagnetische Austausch- oder Steifigkeitsenergie zu übernehmen. Diesen Punkt werden wir noch eingehend diskutieren.

3.2 Begründung der Existenz von Bereichen und Wänden in Ferroelektrika

In magnetischen Kristallen ist stets die magnetische Streufeldenergie als letzte Ursache für die Ausbildung von Bereichsstrukturen anzusehen. Der gleiche Prozess kann auch in Ferroelektrika auftreten, vorausgesetzt, daß etwaige Streufelder nicht - wie im letzten Abschnitt erläutert - durch elektrische Ladungen neutralisiert werden. In einem nichtleitenden Kristall in einer völlig neutralen Atmosphäre würde man also ferroelektrische Domänen in voller Analogie zu ferromagnetischen Domänen erwarten. Besteht jedoch eine geringe Leitfähigkeit oder enthält die umgebende Atmosphäre geladene Partikel, dann kann im Laufe der Zeit das Streufeld neutralisiert werden und es entsteht ein energetisch günstigerer Eindomänenzustand (Fig. 3.1). Sättigt man einen Kristall in einem äußeren Feld und schaltet das Feld schnell ab, dann wird sich, wenn genügend Keime vorhanden sind, spontan eine streufeldinduzierte Domänenstruktur einstellen. Im Laufe der Zeit - bestimmt durch die Leitfähigkeit des Kristalls und der Umgebung - kann die Struktur wieder verschwinden

Es ist aber auch denkbar, daß sich die Struktur durch andere Relaxationsprozesse stabilisiert. Der Umschaltprozess selbst wird jedoch im wesentlichen mit Hilfe streufeldfreier Domänenwände erfolgen, und es ist daher berechtigt, wie im Ferromagnetismus hauptsächlich solche Wände zu studieren.

Diese Überlegungen gelten vornehmlich für einachsige Ferroelektrika, bei denen nur eine Polarisationsrichtung und ihre Gegenrichtung zugelassen sind. In mehrachsigen Ferroelektrika ist außerdem der in Abschn. 2.2 erläuterte Mechanismus zu beachten, welcher zur Ausbildung von Domänenstrukturen auf Grund von elastischen Wechselwirkungen führt.

3.3 Allgemeine Überlegungen und Beobachtungen zu Domänenwänden in ferroelektrischen Kristallen

In Abschnitt 3.1 haben wir erläutert, daß es in Ferroelektrika keine der Austauschenergie in Ferromagnetika entsprechende Energie gibt. Danach dürften ferroelektrische Domänenwände keine endliche Ausdehnung besitzen, die Polarisation müßte vielmehr von einer Atomlage zur anderen ihre Richtung wechseln können [3.4-5]. Eine große Zahl von Experimenten bestätigen diese Vorstellung einer diskreten Wandstruktur vor allem für 180° -Wände. Solche Wände sind in Bariumtitanat sehr schwer beweglich. Zwar werden seitliche Bewegungen von 180° -Wänden beobachtet [3.6-8], jedoch stellt man sich vor, daß diese nicht durch eine starre Bewegung der ganzen Wand erfolgt, sondern durch einen thermisch aktivierten Keimbildungs- und Wachstumsprozess [3.9, 3.10]. Nach dieser Vorstellung polarisiert sich durch thermische Schwankungen ein Gebiet der der Wandfläche benachbarten Netzebene um, und sobald dieser Keim eine kritische Größe überschritten hat, wird die ganze Netzebene unter der Wirkung des äußeren Feldes und der Dipolfelder des Keims schlagartig umpolarisiert. Stützen für dieses Modell sind der geringe Wert der Beweglichkeit, ihre Temperaturabhängigkeit und vor allem eine exponentielle Abhängigkeit der Beweglichkeit vom treibenden Feld im Bereich kleiner Felder. Eine Anzahl von Arbeiten beschäftigt sich mit der genaueren Analyse dieses Bewegungsmodus [3.11, 3.12].

Nicht alle Domänenwände in Ferroelektrika verhalten sich jedoch so wie die 180° -Wände in Bariumtitanat. Im gleichen Material zeigen die 90° -Wände ein völlig verschiedenes Verhalten. E. Little [3.7] beobachtete z.B., daß sich nach Sättigung eines BaTiO_3 -Einkristalls in einem äußeren Feld und bei langsamer Reduzierung des Feldes zunächst spießförmige 90° -Bereiche ausbilden, die sich solange leicht und reversibel gewogen, als sich noch keine 180° -Wände gebildet haben. In dem Augenblick, in dem etwa durch die Reaktion verschiedener 90° -Bereiche 180° -Wände entstehen, wird die weitere Bewegung der 90° -Wände stark gedämpft. Diese Beobachtungen zeigen, daß sich 90° -Wände im Bariumtitanat viel leichter bewegen als 180° -Wände, woraus zu schließen ist, daß 90° -Wände eine endliche Wandweite besitzen müssen, die wesentlich größer als die Gitterkonstante sein sollte. In anderen ferroelektrischen Materialien werden auch leicht bewegliche und damit ausgedehnte 180° -Wände beobachtet. Im Falle des Triglyzinsulfats [3.13] und des Gadoliniummolybdat [3.14] existieren sogar direkte Bestimmungen der Wandweite, die auf Werte oberhalb 1000 \AA hinweisen.

Die Frage ist, welcher Mechanismus für die Bildung von Wänden endlicher Weiten in ferroelektrischen Kristallen verantwortlich ist, nachdem eine direkte Austauschkopplung zwischen den Dipolen nicht existiert.

3.4 Die Korrelations- oder Steifigkeitsenergie in Ferroelektrika

a) Frühere Ansätze

Verschiedene Autoren haben versucht, die endliche Wandweite von 90° -Wänden in Bariumtitanat theoretisch abzuleiten [3.6, 3.15-18]. Der Ausgangspunkt war in der Regel eine Landausche Theorie des Phasenübergangs von der nicht ferroelektrischen zur ferroelektrischen Phase, welche die elektrische Polarisierung als Ordnungsparameter benutzt. Die Behandlung entspricht weitgehend derjenigen in Abschn. II.10 in welchem Wände mit einem variablen Betrag des magnetischen Moments berechnet wurden. In allen theoretischen Ansätzen mußte ein Energiebeitrag der Form

$$e_A = \kappa (\nabla p)^2 \quad (3.4)$$

postuliert werden. Die weitere Behandlung erfolgte analog zum entsprechenden ferromagnetischen Problem.

Zum Ursprung der Konstante κ gibt es nun verschiedene Vorschläge. Einige Autoren [3.6, 3.15, 3.16] leiten die Korrelationsenergie (3.4) mit mehr oder weniger qualitativen Argumenten aus der elektrischen Dipolwechselwirkung ab. Dieser Ansatz erscheint fragwürdig, wenn wir uns erinnern, daß die Kontinuumstheoretische Behandlung der Dipolwechselwirkung für ebene, unendlich ausgedehnte Wände und für den Fall, daß keine weitreichenden Streufelder auftreten, stets zu einem kontrahierenden Beitrag zur Gesamtenergie der Wand führt (s. Gl. (II.6.4)). Ein Energiebeitrag der Gestalt (3.4) könnte also allenfalls aus demjenigen Beitrag der Dipolwechselwirkung abgeleitet werden, der nicht durch eine kontinuierliche Verteilung von elektrischen Dipolen erfaßt wird. Diese Abweichungen sind aber notwendigerweise weniger weitreichend, da sie in nächster Näherung durch eine Verteilung von Quadrupolen zu beschreiben wären. In Antiferromagnetika, in denen der Beitrag der Dipoldichte in der Kontinuumstheorie verschwindet, zeigte sich, daß die Dipolwechselwirkung in niedrigster Näherung durch eine lokale Energie (s. Gl.(2.31)) beschrieben wird. Erst wenn man also von der gesamten Dipolwechselwirkung den durch eine kontinuierliche Verteilung von Dipoldichten erzeugten Beitrag einerseits und den lokalen Beitrag andererseits abzieht, könnte man als nächsten Beitrag einen Ausdruck der Gestalt (3.4) gewinnen (s. hierzu [3.19]). Falls ein solcher Beitrag überhaupt existiert, muß er jedenfalls wesentlich kleiner sein als in den erwähnten Untersuchungen abgeschätzt wird, in denen die Abtrennung der Kontinuumstheoretischen "Streufeldenergie" versäumt wurde.

Im Fall von "geladenen" Wänden kann die Streufeldenergie durchaus eine aufweitende Tendenz besitzen, wie wir in den Abschnitten II.14.6 und II.17 gelernt haben. In einem Ferroelektrikum wird die Ladung einer geladenen Wand in der Regel durch freie Ladungsträger neutralisiert. Spielen in einem ferroelektrischen Halbleiter Diffusionsprozesse der Ladungsträger eine Rolle, dann wird die Diffusionslänge der Ladungen die Wandweite mitbestimmen. Eine Untersuchung dieses Falles hat Ivanchik [3.20] gegeben, allderdings nicht für den Fall einer Domänenwand, sondern für das weitgehend äquivalente Problem einer

freien Oberfläche. Geladene Wände stellen jedoch auch in Ferroelektrika eher eine Ausnahme als die Regel dar, so daß wir sie nicht weiter behandeln wollen. Für normale, ungeladene Wände kann jedenfalls die Dipolwechselwirkung als aufweitender Beitrag zur Wandenergie mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

Zhirnov [3.17] interpretiert die Konstante κ in (3.4) nicht mehr als Beitrag der Dipolwechselwirkung, sondern phänomenologisch als eine Art Austauschwechselwirkung. Er schätzte die Größe von κ dadurch ab, daß er κa^2 (a =Gitterkonstante) größenordnungsmäßig gleich der Kondensationsenergie der Ferroelektrika setzte, wobei aber kein Hinweis auf die Berechtigung dieser Abschätzung gegeben wird.

b) Der Vorschlag von Kittel

Einen neuen, interessanten Vorschlag zu diesem Problem machte kürzlich Kittel [3.21], zu dessen Erläuterung wir etwas genauer auf die Natur des ferroelektrischen Zustands am Beispiel des Bariumtitanats eingehen müssen.

Oberhalb des Curiepunktes besitzt dieses Material ein kubisches Kristallgitter, wobei an den Ecken einer würfelförmigen Elementarzelle die Bariumionen, auf den Flächenmitten die Sauerstoffionen und in den Würfelmitten die Titanionen sitzen (Fig. 3.2). Die Sauerstoffionen bilden also ein Netz von Oktaedern, welches durch starke kovalente Bindungen stabilisiert ist.

Unterhalb des ferroelektrischen Übergangs verzerrt sich die kubische Elementarzelle zu einer tetragonalen Struktur, wobei sich gleichzeitig die Ionen innerhalb der Elementarzelle unter Bildung eines elektrischen Dipolmomentes gegenseitig verschieben. Strukturanalysen mit Hilfe der Neutronenbeugung [3.22] ergaben das in Fig. 3.3b dargestellte Bild. Die ferroelektrische Struktur unterscheidet sich demnach durch mindestens vier Merkmale von der kubischen Struktur:

- 1) das Dipolmoment, erkennbar an der relativen Verschiebung der Titan- und der Bariumionen gegenüber den Sauerstoffionen.
- 2) die tetragonale Verzerrung der Elementarzelle
- 3) die innere Verzerrung der Sauerstoffoktaeder

4) die relative Verschiebung der Titanionen gegenüber den Bariumionen.

Der ferroelektrische Zustand des Bariumtitanats ist also nicht vollständig durch einen Polarisationsvektor und eine elektrostriktive Verzerrung zu beschreiben. Die unter 3) und 4) genannten inneren ("optischen") Verzerrungen der Elementarzelle wären damit nicht berücksichtigt. Zwar besitzen diese Variablen im homogen polarisierten Zustand stets eindeutig der Richtung des Polarisationsvektors zugeordnete Werte, innerhalb einer Domänenwand können sie jedoch durchaus ihre eigenen Gesetze entwickeln.

Besonderes Augenmerk ist dabei auf die innere Verzerrung der Sauerstoffoktaeder zu richten, weil die erwähnten kovalenten Bindungen zwischen den Sauerstoffionen einer Verbiegung der Bindungen einen starken Widerstand entgegensetzen. Fig. 3.4 zeigt eine schematische Darstellung einer 90° -Wand in Bariumtitanat, die zur Verdeutlichung mit der in Fig. 3.3b dargestellten Struktur in den Domänen als diskontinuierliche Wand gezeichnet wurde. Im Übergangsbereich zeigen sich zusätzliche Verzerrungen der Sauerstoffoktaeder, deren Energie dadurch vermindert werden kann, daß der Wand-Übergang kontinuierlich erfolgt. Nach der Deutung von Kittel ist also eine nichtlokale elastische Wechselwirkung verantwortlich für die endliche Wandweite in Ferroelektrika.

Derartige nichtlokale elastische Wechselwirkungen sind in der Elastizitätstheorie wohlbekannt [3.23, 3.24]. Sie lassen sich durch einen Beitrag zur freien Energie darstellen, der nicht wie die gewöhnliche elastische Energie eine quadratische Funktion der Verzerrungen des Kristalls ist, sondern eine quadratische Funktion der Gradienten des Verzerrungstensors. Diese Terme führen zu einer Dispersion der Schallgeschwindigkeit, die in der gewöhnlichen Elastizitätstheorie eine Konstante ist. Nun gilt für akustische Gitterschwingungen in der Regel, daß die Schallgeschwindigkeit mit abnehmender Wellenlänge abnimmt. Der die Gradienten des Verzerrungstensors enthaltende Korrekturterm in der freien Energie besitzt demnach in diesem Fall ein negatives Vorzeichen. Die Inhomogenität der gewöhnlichen magnetostriktiven Verzerrungen innerhalb der Wand führt also allein nicht zu einem die Wand aufweitenden Energiebeitrag. Anders ist die Situation bei den inneren, optischen Verzerrun-

gen des Kristallgitters, auf die Kittel das Augenmerk gelenkt hat. Deren Dispersionskurve ist meist entgegengesetzt derjenigen der akustischen Zweige gekrümmt, das heißt die mit den Gradienten der optischen Verzerrungen verknüpfte Energie sollte ein positives Vorzeichen besetzen.

Kittel hat diesen Energiebeitrag unmittelbar in Form einer effektiven Austauschkopplung (3.4) dargestellt. Eine ausführliche Darstellung müßte etwa folgende Elemente umfassen:

- 1) Variable: der elektrische Polarisationsvektor $\underline{p}(x)$, die elastische Distorsion des Gitters $\underline{\beta}(x)$ und zusätzlich zur Beschreibung der inneren Verzerrungen ein Vektor- oder Tensorfeld $\underline{o}(x)$, welches beispielsweise die relative Verschiebung der in Richtung von \underline{p} liegenden Sauerstoffionen gegenüber den vier übrigen beschreibt.
- 2) Mit \underline{p} verbundene Energien: die Kondensationsenergie, die Kristall-Anisotropieenergie und eventuell die Streufeldenergie.
- 3) Kopplungsenergien zwischen der Polarisation und den akustischen und den optischen Verzerrungen.
- 4) Elastische Energien sowohl für die akustischen wie für die optischen Verzerrungen sowie eventuell Wechselwirkungsglieder zwischen beiden Verzerrungen.
- 5) Als einzigen nichtlokalen Beitrag einen Ausdruck der Form:

$$e_{nl} = C \cdot a^2 \left| \frac{d\underline{o}}{dx} \right|^2 \quad (3.5)$$

C^* besitzt dabei die Dimension einer elastischen Konstante.

Eine Lösung des zugehörigen Variationsproblems könnte etwa wie folgt geschehen: Zunächst berechnet man die Polarisation \underline{p} und die Verzerrungen $\underline{\beta}$ durch Minimalisierung der Gesamtenergie unter Berücksichtigung der Kompatibilitätsbedingungen (s. Abschn. II.8.5) bei gegebenen inneren Verzerrungen \underline{o} und löst die gefundenen Beziehungen in der Form $\underline{o}(\underline{p})$ und $\underline{\beta}(\underline{p})$ auf. Sodann setzt man diese in (3.5) und die übrigen Energieterme ein, so daß sich dann die gesamte freie Energie als Funktion des Polarisationsvektors darstellt. Man erhält

dann in der Tat eine effektive Austauschkopplung, wie sie Zhirnov [3.17] und Kittel angesetzt haben. Die weitere Auswertung entspricht einem klassischen Blochwandproblem.

Eine Durchführung dieses Programms würde vor allem eine Abschätzung der eingehenden Konstanten erfordern, wozu eine genaue Analyse der statischen und der dynamischen elastischen Eigenschaften des Kristallgitters erforderlich wäre. Eine erste Abschätzung, die Kittel vorgeschlagen hat, und die davon ausgeht, daß die in (3.5) eingehende Konstante C^* von der gleichen Größenordnung wie die gewöhnlichen elastischen Konstanten ist, führt jedenfalls zu vernünftigen Werten für die Wandweite der 90° -Wand in BaTiO_3 ($W \approx 50 \text{ \AA}$), die auch in Übereinstimmung mit neueren experimentellen Befunden stehen [3.25]. Eine genauere Analyse ist angekündigt. Wir wollen uns daher hier mit diesen qualitativen Anmerkungen zur noch im Fluß befindlichen Diskussion über Domänenwände in Ferroelektrika begnügen.

-
- [3.1] W. Känzig, Sol.St.Physics, 4,1 (1957)
 - [3.2] F. Jona, G. Shirane, Ferroelectric Crystals (Pergamon, Oxford, 1962)
 - [3.3] E. Fatuzzo, W.J. Merz, Ferroelectricity (North Holland, Amsterdam, 1967)
 - [3.4] W. Kinase, H. Takahashi, J. Phys. Soc. Japan 12, 464 (1957)
 - [3.5] W.N. Lawless, Phys. Rev. 175, 619 (1968)
 - [3.6] W.J. Merz, Phys. Rev. 95, 690 (1954)
 - [3.7] E.A. Little, Phys. Rev. 98, 978 (1955)
 - [3.8] R.C. Miller, A. Savage, Phys. Rev. 112, 755 (1958), 115, 1176 (1959)
 - [3.9] R.C. Miller, G. Weinreich, Phys. Rev. 117, 1460 (1960)
 - [3.10] M.E. Drougard, J. Appl. Phys. 31, 285 (1960)

- [3.11] R.E. Nettleton, J. Phys. Soc. Japan 22, 1375 (1967)
- [3.12] M. Hayashi, J. Phys. Soc. Japan 33, 616 (1972)
- [3.13] J.F. Petroff, phys. stat.sol. 31, 285 (1969)
- [3.14] I.W. Shepherd, J.R. Barkley, Sol. St. Commun. 10, 123 (1972)
- [3.15] T. Mitsui, J. Furuichi, Phys. Rev. 90, 193 (1953)
- [3.16] V.L. Ginzburg, Fiz. Tverd. Tela 2, 2031 (1960)
[Sov. Phys. Sol. St. 2, 1824 (1960)]
- [3.17] V.A. Zhirnov, Z. Exp. Teor. Fiz. 35, 1175 (1958)
[Sov. Phys. JETP 8, 822 (1959)]
- [3.18] L.N. Bulaevskii, Fiz. Tverd. Tela 5, 3183 (1963)
[Sov. Phys. Sol. St. 5, 2329 (1964)]
- [3.19] Gh. Adam, A. Corciovei, J. Appl. Phys. 43, 4763 (1972)
- [3.20] I. I. Ivanchik, Fiz. Tverd. Tela 3, 3731 (1961)
[Sov. Phys. Sol. St. 3, 2705 (1962)]
- [3.21] C. Kittel, Sol. St. Commun. 10, 119 (1972)
- [3.22] B.C. Frazer, H. Danner, R. Pepinsky, Phys. Rev. 100, 745 (1955)
- [3.23] R.D. Mindlin, H.F. Tiersten, Arch. Rat. Mech. Anal. 11, 415 (1962)
- [3.24] J.A. Krumhansl, in Lattice Dynamics, hrsg. v. R.F. Wallis (Pergamon, Oxford, 1965), S. 627
- [3.25] S.I. Yakunin, V.V. Shakmanov, G.V. Spivak, N.V. Vasileva, Fiz. Tverd. Tela 14, 373 (1972), [Sov. Phys. Sol. St. 14, 310 (1972)]

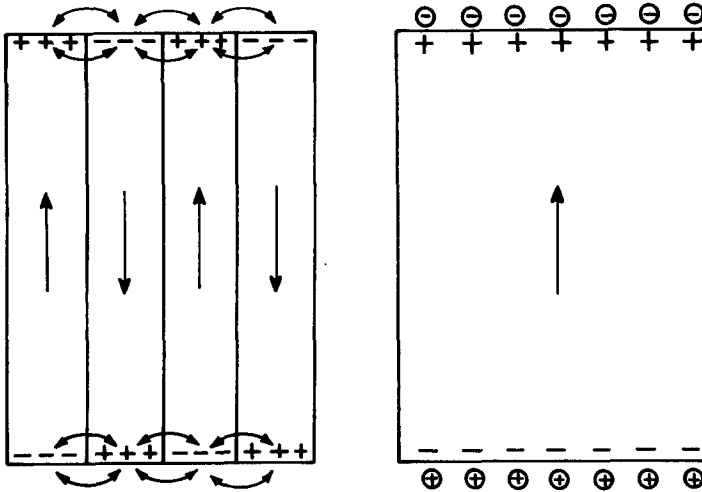


Fig. 3.1 Schematische Darstellung der beiden Möglichkeiten, die elektrische Streufeldenergie eines Ferroelektrikums zu reduzieren
 a) durch Ausbildung von Domänen b) durch Anlagerung von Ladungsträgern.

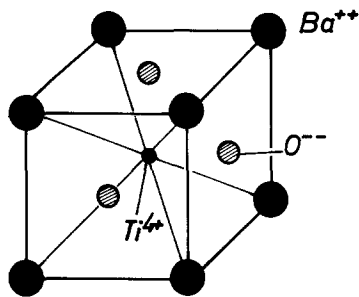


Fig. 3.2
 Die Struktur des Bariumtitanats oberhalb der Curietemperatur

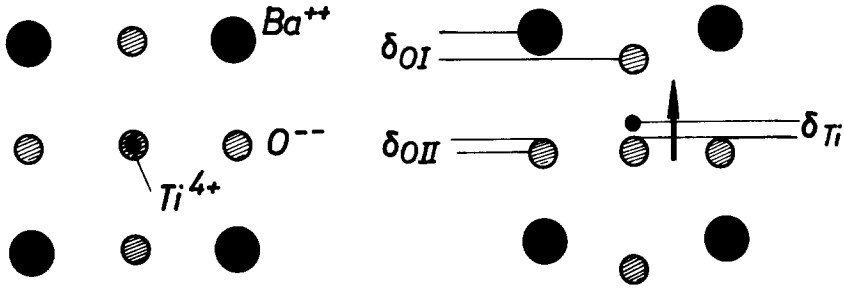


Fig. 3.3 Projektion der Struktur in Fig. 3.2 auf eine (100)-Ebene und Veränderung der Struktur unterhalb des Curiepunktes. Neutronenbeugungsexperimente [3.22] ergaben bei Raumtemperatur $\delta_{OI} = -0.023$, $\delta_{OII} = -0.013$, $\delta_{Ti} = 0.013$ und eine tetragonale Verzerrung von 1.1%.

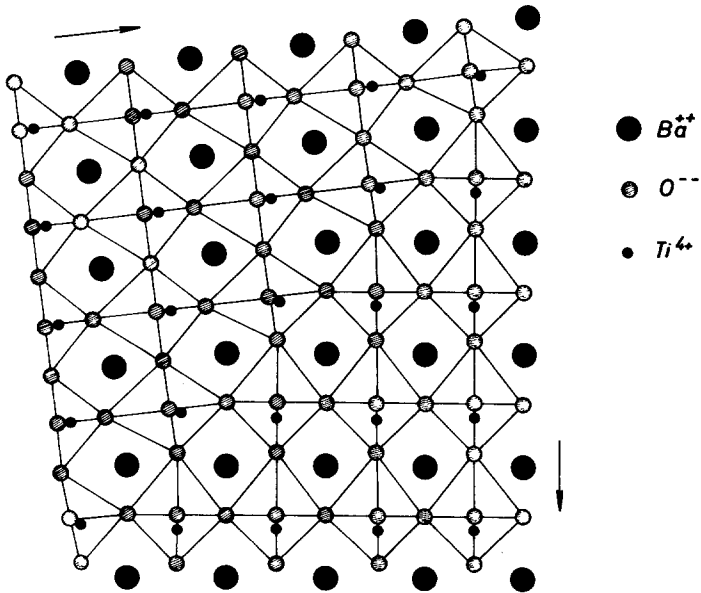


Fig. 3.4 Schematische Darstellung einer möglichen 90° -Wand in Bariumtitanat.