

Kapitel 4

Fraktales Wachstum von LiF auf Ag(111)

Wachstumsstudien von Alkali-Halogeniden (AH) auf Metalloberflächen mittels RTM sind in den letzten Jahren auf zunehmendes Interesse gestoßen. Einerseits konnte auf Al(100)- und Al(111)-Substraten [42] gezeigt werden, daß diese ionischen Isolatoren bei einer Bedeckung von nur wenigen Monolagen sogar mit atomarer Auflösung abgebildet werden können. Andererseits wurden AH-Filme als Testsysteme verwendet, um verschiedene AFM¹-Betriebsmodi zu untersuchen [43][44]. Auf vicinalen Cu-Substraten schließlich kann AH-Deposition einerseits zu regelmäßiger Oberflächenfacettierung (NaCl/Cu(211),[45]) oder andererseits zur Ausbildung epitaktischer Filme hoher Perfektion führen (NaCl/Cu(311),[46]). Das Wachstum wird in diesen Fällen durch Coulombwechselwirkung zwischen dem ionischen Film und den an intrinsischen Substratstufen lokalisierten Stufendipolen bestimmt [46]. Die genannten Arbeiten wurden bei Wachstumstemperaturen von ~ 300 K oder darüber durchgeführt und zeigten das Aufwachsen von kompakten (100)-terminierten Inseln, die im Regelfall von nichtpolaren $\langle 100 \rangle$ -Stufen abgeschlossen wurden. Derartige Terminierungen sind für Alkali-Halogenide energetisch am günstigsten [47][48]. Im Folgenden soll gezeigt werden, daß auch nichtkompakte AH-Inseln mittels MBE² gewachsen werden können. So er-

¹Atomic Force Microscope

²Molecular Beam Epitaxy

hält man beim Aufwachsen von LiF auf einem Ag(111)-Substrat bei 77 K fraktales Wachstum. Dieser Wachstumsmode entsteht durch das Ausfrieren der Diffusion von Adteilchen entlang von Stufenkanten, während die Diffusion auf der Terrasse noch aktiviert ist. Bei dem fraktalen Wachstum von LiF ist die Reaktivität der gewachsenen Aggregate von besonderem Interesse: Während perfekte (100)-AH-Oberflächen chemisch inert sind[49], zeigen Punktdefekte eine erhöhte Reaktivität [50][51], wie sie auch für Stufenkanten erwartet wird [50]. Wohingegen das fraktale Wachstum von Metallen auf Metalloberflächen bereits gut bekannt ist, konnte mit dieser Arbeit zum ersten Mal gezeigt werden, daß ionische Isolatoren ebenfalls fraktales Wachstum zeigen können[52].

4.1 Präparation

Das Ag(111)-Substrat wurde mit Ne^+ bei Raumtemperatur gesputtert (1 keV, $\sim 4\mu\text{A}$) und anschließend bei 570 K 10 min. lang geheizt. Die Überprüfung der Oberfläche mittels RTM zeigte dann eine gut ausgeheilte Substratoberfläche mit einer typischen Terrassenbreite von 1000 Å. Anschließend wurde der Kristall am Manipulator mit flüssigem Stickstoff heruntergekühlt und LiF aufgewachsen. Dazu wurde das LiF in einem Al_2O_3 -Röhrchen durch eine Widerstandsheizung erhitzt. Diese thermische Sublimation erzeugt im wesentlichen LiF-Monomere, aber auch einen gewissen Anteil an Dimeren [53]. Vor dem Transfer der Probe in das RTM wurde der Manipulator mit flüssigem He gekühlt und eine Proben temperatur von ~ 30 K erreicht. Sämtliche Messungen in diesem Kapitel wurden mit dem ersten Scanner bei $T = 6$ K durchgeführt.

4.2 LiF-Fraktale

Ein typisches Resultat der Präparation ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Hier wurden bei einem Fluß von $F = 2.4 \times 10^{-2} \text{ MLs}^{-1}$ etwa 0.2 ML bei 77 K aufgewachsen. In der Abbildung sind auf einer Ag(111)-Terrasse 71 Fraktale

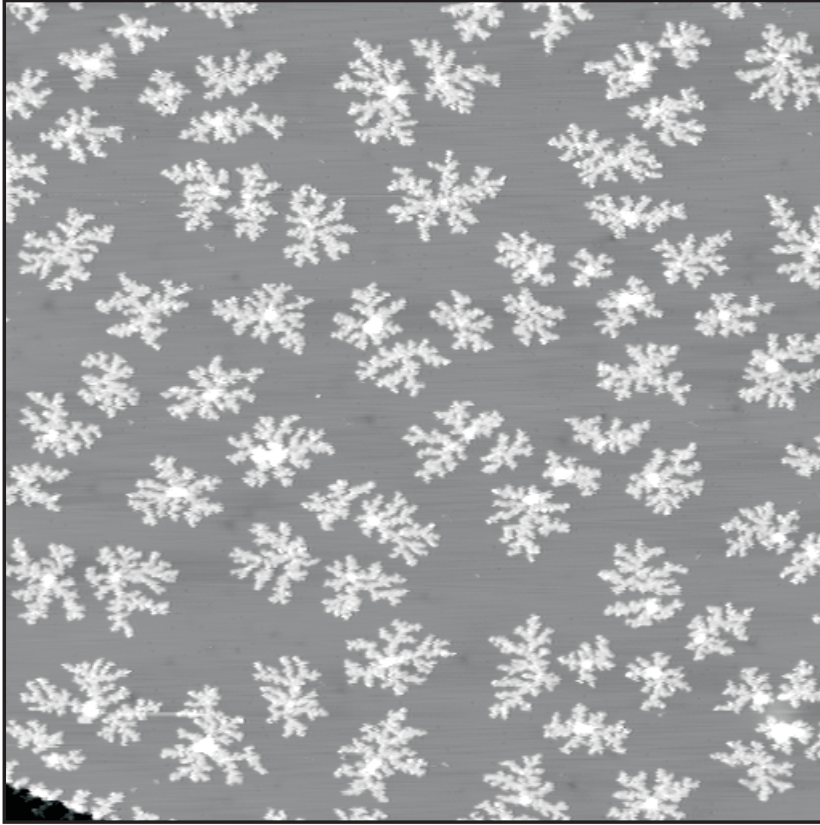


Abbildung 4.1: *Typisches RTM-Bild, das den fraktalen Charakter der LiF-Inseln zeigt. Hier wurden bei einem Fluß von $F=2.4 \times 10^{-2} \text{ MLs}^{-1}$ etwa 0.2 ML bei 77 K aufgewachsen ($2400 \text{ \AA} \times 2400 \text{ \AA}$, $U = +0.9 \text{ V}$, $I = 45 \text{ pA}$).*

mit einem mittleren Durchmesser von 250 \AA zu sehen. Diese Fraktale sind (100)-terminiert, wie im Folgenden gezeigt wird. Die scheinbare Höhe der Inseln wurde auf $1.1 - 1.2 \text{ \AA}$ bestimmt, abhängig vom Spitzenzustand und den Tunnelparametern ($I = 18-330 \text{ pA}$, $U = +350 - +900 \text{ mV}$ Probenspannung). Um den genauen Zusammenhang zwischen dieser scheinbaren Höhe und der tatsächlichen geometrischen Höhe aufzuklären, wäre eine detaillierte Analyse notwendig, in der die lokale Dichte der am Tunnelprozess beteiligten Zustände berücksichtigt wird (eine derartige Studie wurde für NaCl auf Al(100) und Al(111) durchgeführt [42]). Obwohl vergleichbare, quantitative Information für das hier studierte System noch nicht vorliegt, ist anzunehmen, daß die LiF-Aggregate der Höhe einer Monolage entsprechen (d.h. die molekularen

Dipole sind parallel zur Substratoberfläche orientiert), da

1. die gemessene scheinbare Höhe wesentlich kleiner als der Interlagenabstand in einem LiF-Kristall ist ($a_0/2 = 2.0 \text{ \AA}$) und
2. bisher nur AH-Lagen auf Metallsubstraten mit einer Monolage Höhe beobachtet wurden [42][43][44][46][45].

Die Inseln sind im wesentlichen flach, weisen aber im Gegensatz zu metallischen Fraktalen [52] um ihr Zentrum herum Wachstum in der zweiten Lage auf. Die Fraktale haben keine Symmetrie, weder die C_3 -Symmetrie des Substrates, noch die kubische Symmetrie von LiF(100).

4.3 Inseldichte und Inseldichteverteilung

Aus Abbildung 4.1 erhält man eine Inseldichte von $n_x = 8.5 \times 10^{-5}$ (ausgedrückt in Atomen pro Einheitszelle), auf die man das Skalierungsgesetz für Inseldichten anwenden kann. Unter der Annahme, daß die kleinste stabile Clustergröße ein Dimer ist ($i=1$), gilt [54]:

$$n_x = \eta(\theta, i) \cdot \left(\frac{F}{D}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.1)$$

Hier kennzeichnet F den Fluß und der dimensionslose Faktor η beläuft sich bei der vorliegenden Bedeckung von $\theta=0.2$ ML auf einen Wert von 0.25 [54]. Der Diffusionskoeffizient D wird ausgedrückt durch:

$$D = D_0 \cdot e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (4.2)$$

Dabei ist E die Diffusionsbarriere und der Vorfaktor wird durch die Einsteinbeziehung ausgedrückt:

$$D_0 = v_0/2d \quad (4.3)$$

Hier ist d die Sprunglänge und ν_0 die Vibrationsfrequenz der Oberflächendiffusion. Nimmt man als typischen Wert hierfür $\nu_0 \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ s}^{-1}$ an, so erhält man als grobe Abschätzung für die Diffusionsbarriere von LiF auf

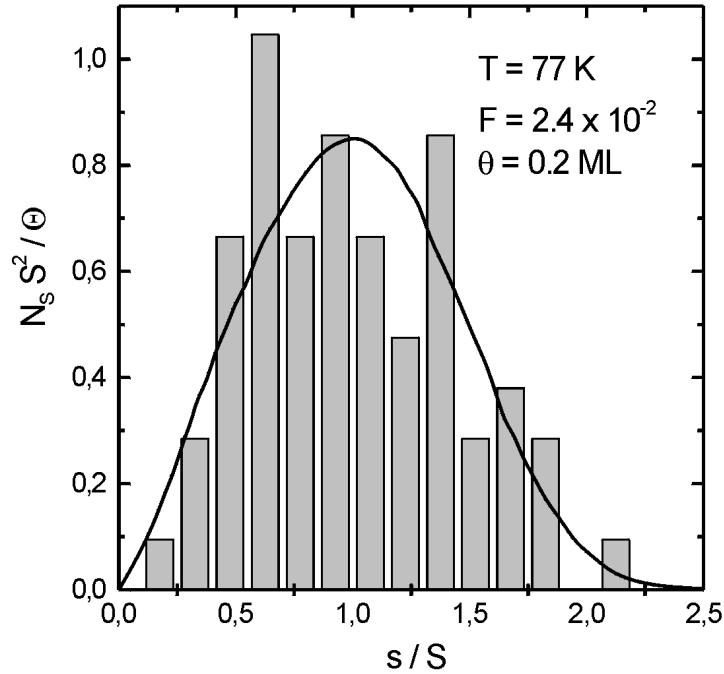


Abbildung 4.2: Hier ist die skalierte Inseldichteverteilung $N_s \cdot S^2 / \theta$ (N_s ist die Inseldichte der Größe s) aus Abbildung 4.1 gegen die relative Inselgröße s/S aufgetragen (S ist die mittlere Inselgröße). Die durchgezogene Linie ist die theoretische Voraussage nach Amar und Family [55] für die kritische Clustergröße $i=1$. Die Probertemperatur während des Aufwachsens T , der Fluß F und die Bedeckung θ sind angegeben.

Ag(111) einen Wert von $E = 31 - 47 \text{ meV}$. Messungen bei einem signifikant kleineren Fluß von $F=2.0 \times 10^{-3} \text{ MLs}^{-1}$ führten zu einer Inseldichte von $n_x=3.8 \times 10^{-5}$. Diese Werte für F und n_x ergeben eine Diffusionsbarriere von $E = 30 - 45 \text{ meV}$ und sind damit konsistent mit dem Skalierungsgesetz für die kritische Clustergröße $i=1$.

In Abbildung 4.2 ist die Verteilung der Inseldichte aus Abbildung 4.1 in Abhängigkeit der Inselgröße zu sehen. Die Inselgröße eines Fraktals wurde durch die Aufsummierung von zusammenhängenden mit LiF bedeckten

Pixeln bestimmt. In Abbildung 4.2 wurde die skalierte Inseldichteverteilung $N_s \cdot S^2 / \theta$ (N_s ist die Inseldichte der Größe s) gegen die relative Inselgröße s/S (S ist die mittlere Inselgröße) aufgetragen. Durch die Skalierung ist die Gesamtfläche der Verteilung dabei auf 1 normiert [55]. Die durchgezogene Linie stellt den theoretische Verlauf nach Amar und Family [55] für die kritische Clustergröße $i=1$ dar, der für das Wachstum von Metall auf Metallsubstraten experimentell mit RTM verifiziert wurde [52][56][57]. Nach diesen Arbeiten ist die Form der Inseldichteverteilung stark von der kritischen Clustergröße abhängig. Für kritische Clustergrößen $i > 1$ erhält man eine symmetrische Form der Inseldichteverteilung. Die Konsistenz unsere Resultate mit der theoretischen Voraussage für $i = 1$ zeigt daher, daß LiF-Dimere die kleinsten stabilen Cluster in diesem Temperaturbereich sind. Die Aufdampftrate wurde über drei Größenordnungen variiert ($F=2.4 \times 10^{-2}$ MLs $^{-1}$ - 2.0×10^{-5} MLs $^{-1}$) und im Rahmen der experimentellen Genauigkeit wurde dabei stets dieselbe skalierte Inseldichteverteilung entsprechend $i=1$ gefunden.

4.4 Fraktale Dimension

Fraktale Strukturen sind in der Natur in sehr verschiedenen Größen anzutreffen, z.B. in Form von Schneeflocken oder als Küstenlinien. Sie alle haben in gewissen Grenzen die mathematische Eigenschaft der Selbstähnlichkeit: Vergrößert man ein Detail dieser Strukturen, dann findet man eine Wiederholung dieser Struktur auf kleinerer Längenskala wieder, d.h. die Struktur ist invariant bezüglich einer Änderung der Längenskala. Dadurch ergibt sich ein universelles Verhalten einiger der Eigenschaften von Fraktalen, die sich durch Potenzgesetze mit einem kritischen Exponenten beschreiben lassen. Insbesondere gilt für die Dichtekorrelation:

$$\langle \rho(r' + r) \rho(r) \rangle \sim r^{-\alpha}$$

Dabei ist der Exponent $\alpha=D-d$ von der Dimensionalität D abhängig und d ist die fraktale (Hausdorff-Besikovitch) Dimension. Fraktales Wachstum

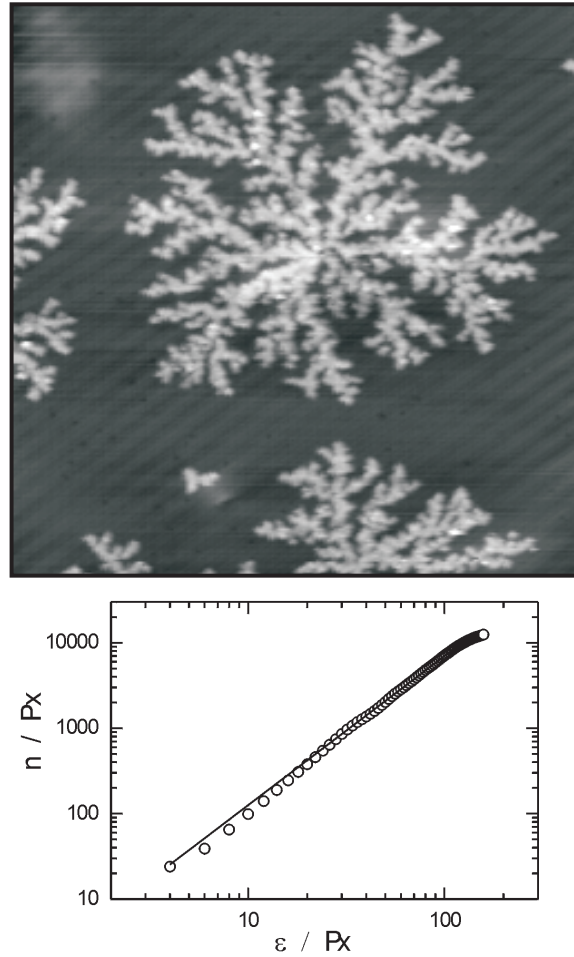


Abbildung 4.3: **Oben:** Dieses LiF-Aggregat wurde verwendet, um die fraktale Dimension zu bestimmen ($1200 \text{ \AA} \times 1200 \text{ \AA}$, $I = 330 \text{ pA}$, $U = +0.3\text{V}$, $F = 7.3 \times 10^{-4} \text{ MLs}^{-1}$). **Unten:** Die Anzahl an LiF-bedeckten Pixeln in einem Kasten der Seitenlänge ε skaliert dabei wie ε^d , mit einer fraktalen Dimension von $d = 1.75 \pm 0.01$.

auf Oberflächen ($D=2$) kann durch DLA³-Cluster simuliert werden und wurde intensiv untersucht [58][59][60][61][62]. Eine Abhängigkeit der fraktalen Dimension von der Substratsymmetrie wurde in diesen Simulationen nicht gefunden, aber mit einem analytischen Modell erhalten [63]. Demnach gilt für eine vierzählige Substratoberfläche $d=1.67$ und für eine dreizählige Substratoberfläche $d=1.75$. Die Berücksichtigung der Mobilität von Clustern

³Diffusion Limited Aggregation

in Simulationen liefert kleinere Werte von $d=1.45 - 1.5$ [59]. Die fraktale Dimension geht in weitere Eigenschaften von fraktalen Strukturen ein. Insbesondere skaliert in zwei Dimensionen die bedeckte Fläche in einem Quadrat der Kantenlänge ε mit ε^d . Eine kompakte Inseln hat demnach eine fraktale Dimension von $d=2$ und für eine Linie erhält man $d=1$.

Die RTM-Daten in Abbildung 4.3 wurde benutzt um die fraktale Dimension nach der Pixelzählmethode zu bestimmen [64]. In der doppelt-logarithmischen Auftragung ist zu erkennen, daß die Anzahl an LiF bedeckten Pixeln n über fast zwei Größenordnungen mit der Kastengröße ε nach einem Potenzgesetz skaliert. Die fraktale Dimension aus der Massen-Längen-Auswertung mehrerer Aggregate ergibt $d=1.75\pm 0.01$. Dieses experimentelle Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit theoretischen Werten, aber auch dem beobachteten d -Wert für fraktales Wachstum von Ag auf Pt(111) [52]. Die hier erzeugten Ag-Fraktale zeigten bei hohen Flüssen dendritisches Wachstum, bei dem gewisse Vorzugsrichtungen der Ag-Ärmchen durch die Substratoberfläche induziert werden. Unabhängig von dieser Symmetrie wurde jedoch eine fraktale Dimension von $d=1.77$ für die Ag-Fraktale ermittelt. Bei der in diesem Kapitel vorgestellten Wachstumsstudie von LiF auf Ag(111) konnte über den gesamten Bereich verwendeter Flüsse kein Übergang zu dendritischem Wachstum beobachtet werden.

4.5 Lokale Geometrie

Abbildung 4.4 zeigt einen noch kleineren Ausschnitt eines Fraktals. Obwohl das Bild nicht atomar aufgelöst ist, kann man auf dieser Längenskala kubische Symmetrie mit typischen 90° -Winkeln erkennen. Dies läßt auf eine (100)-Terminierung der Fraktale schließen, in Übereinstimmung mit der Orientierung von MBE gewachsenen AH-Filmen auf unterschiedlich orientierten Metalloberflächen [42][43][44][46][45]. Zur Bestimmung einer möglicherweise bevorzugten azimuthalen Orientierung der LiF-Aggregate bezüglich des Ag(111)-Substrats wurde die Richtung von geraden und glatten Kanten ausgewertet. Unter der Voraussetzung, daß diese Kanten $\langle 010 \rangle$ -Richtungen sind (d.h. nichtpolare Stufen), ergeben sich zwei mögliche Orien-

tierungen. Entweder die $\langle 110 \rangle$ -Richtungen (polare Reihen) oder die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen (nichtpolare Reihen) verlaufen parallel zu den $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ -Richtungen (dichtgepackte Reihen) der Ag(111)-Substratoberfläche. Die Ärmchendicke wurde aus mehreren Bildern bestimmt und beläuft sich auf 12 - 30 Å, entsprechend 7 ± 3 LiF-Monomeren. Dies belegt eine bei dieser Temperatur $T=77$

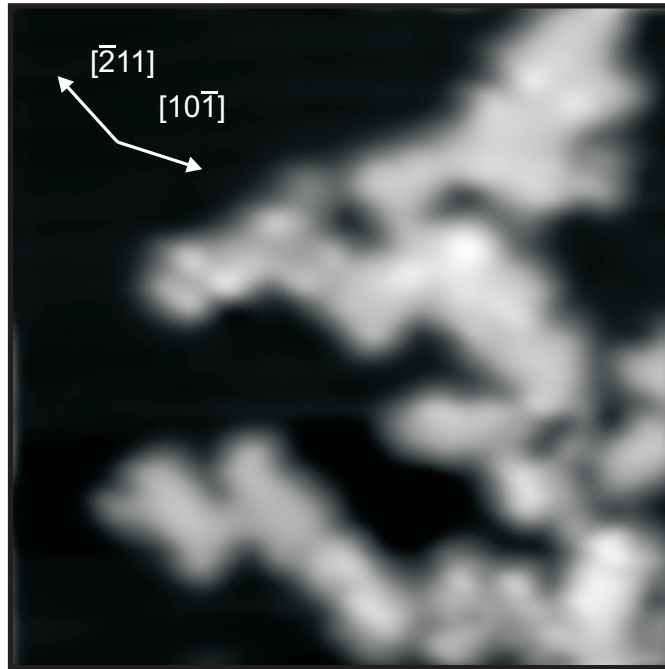


Abbildung 4.4: Teilausschnitt eines LiF-Fraktals ($150 \text{ \AA} \times 150 \text{ \AA}$, $I = 18 \text{ pA}$, $U = +0.3 \text{ V}$) aus derselben Präparation wie in Abbildung 4.2. Obwohl das Bild nicht atomar aufgelöst ist, kann man bei dieser Vergrößerung kubische Symmetrie mit typischen 90° Winkeln erkennen.

K immer noch vorhandene Mobilität entlang der LiF-Kanten. Im Gegensatz dazu wird bei vollständig verschwundener Kantendiffusion eine monoatomare Ärmchendicke vorausgesagt [62][61][58].

4.6 Stufenkantennukleation

Das Wachstum von LiF an den Defektstufenkanten des Ag(111)-Substrates zeigt ein ungewöhnliches Verhalten. In Abbildung 4.5 sind vier Ag-Terrassen

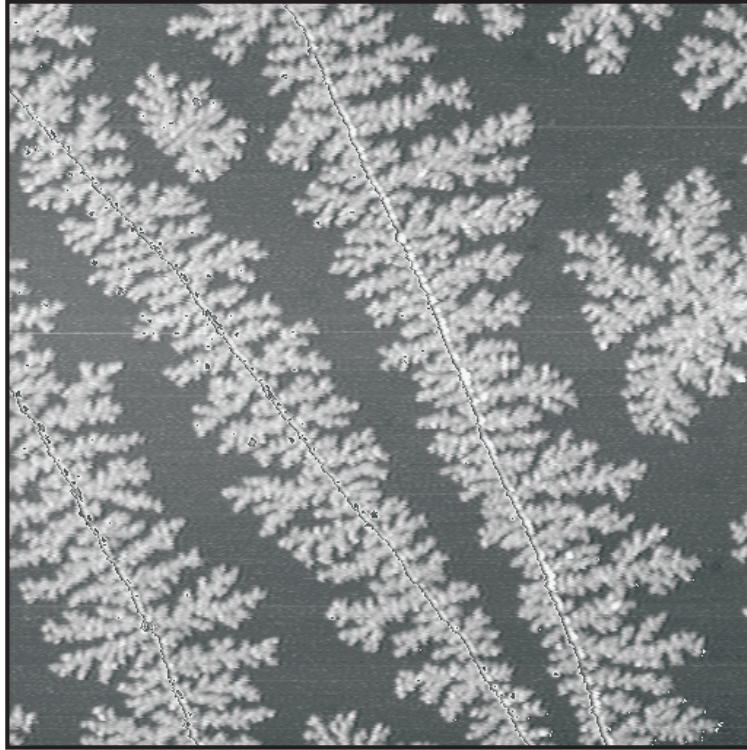


Abbildung 4.5: Dieses typische RTM-Bild zeigt das LiF-Wachstum zu beiden Seiten der Stufenkanten. Für alle Terrassen wurde dieselbe Grauskala verwendet, rechts oben befindet sich die höchste Terrasse. Hier wurde bei einem Fluß von $F=7.3 \times 10^{-4} \text{ MLs}^{-1}$ etwa 0.44 ML bei 77 K aufgewachsen ($3000 \text{ \AA} \times 3000 \text{ \AA}$, $U = +1.2 \text{ V}$, $I = 19 \text{ pA}$).

zu sehen, die durch monoatomare Stufen getrennt sind. Zur besseren Darstellung ist hier für alle Terrassen dieselbe Grauskala gewählt worden. Man erkennt einerseits die Keimbildung auf den Terrassen, andererseits geht das Wachstum von den Stufenkanten aus. Bemerkenswerterweise erstrecken sich die LiF-Fraktale zu beiden Seiten der Stufenkanten. Diese Beobachtung weicht ab vom Wachstumsverhalten von Metallen auf Metalloberflächen, bei denen der bevorzugte Adsorptionsplatz der Metallatome an der unteren Seite von Stufenkanten lokalisiert ist. In diesem Fall ist der Energiegewinn aufgrund der höheren Koordination ausschlaggebend [65]. Als Konsequenz kann ein von der unteren Terrasse kommendes Adatom an der Stufenkante adsorbieren, während ein von der oberen Terrasse kommendes Adatom entweder

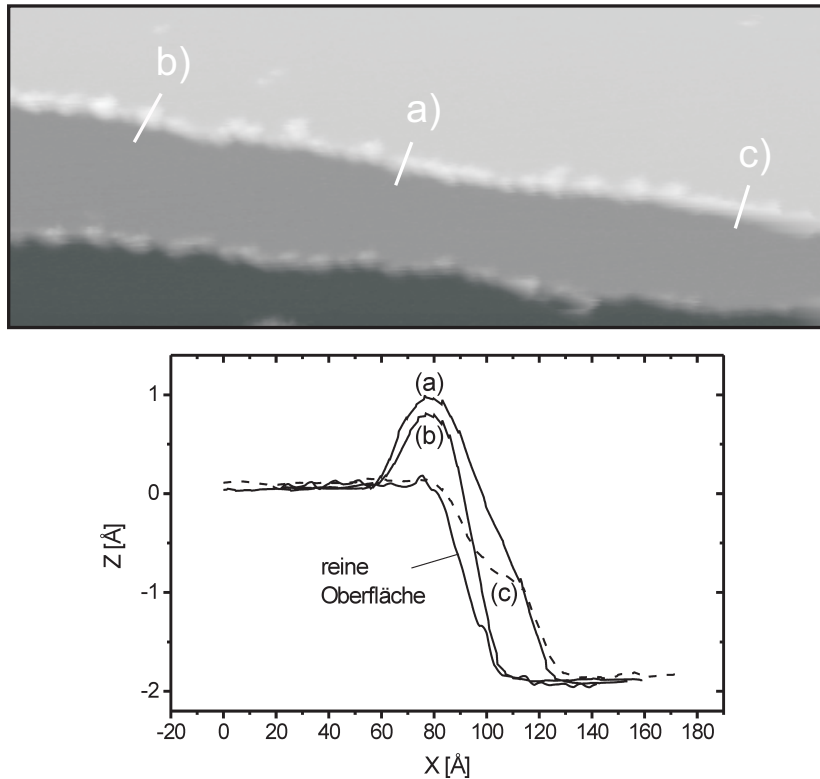


Abbildung 4.6: **Oben:** RTM-Bild ($1500 \text{ \AA} \times 750 \text{ \AA}$, $U = +1.0 \text{ V}$, $I = 53 \text{ pA}$) nach dem Aufwachsen von 0.01 ML LiF auf $\text{Ag}(111)$ bei 77 K ($F=1.1 \times 10^{-3} \text{ MLs}^{-1}$). Sowohl die obere als auch die untere Stufenkante ist mit LiF -Molekülen dekoriert. **Unten:** Höhenprofile entlang der im oberen Bild eingezeichneten Positionen. Man erkennt die Adsorption a) zu beiden Seiten der Stufenkante, b) an der oberen Stufe und c) an der unteren Stufe.

die zusätzliche Energiebarriere der Stufenkante⁴ überwindet, oder in dieselbe Terrasse zurückreflektiert wird. Diese Konzepte sind für das Wachstum von Metall auf Metalloberflächen gut verstanden und experimentell belegt, während nur wenig über ihre Gültigkeit für Isolator-Metall-Systeme bekannt ist. Die gezeigten Ergebnisse sind ein Beleg für das Auftreten eines neuartigen Nukleationsmechanismus an Stufenkanten, bei dem die Keimbildung simultan an der oberen und der unteren Seite der Stufenkante stattfindet. Die beiden einfachsten Szenarien dafür sind wie folgt:

⁴Dies ist die sogenannte Ehrlich-Schwoebel-Barriere [66][67].

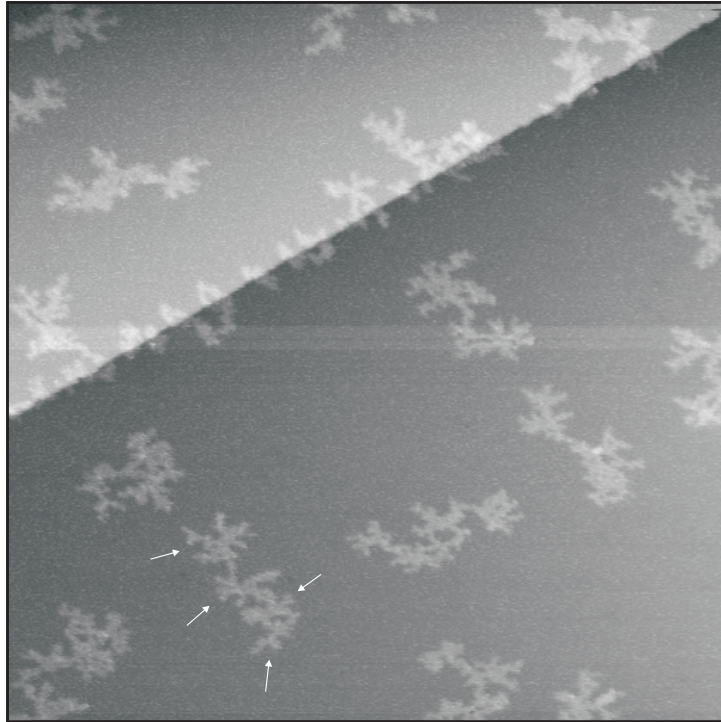


Abbildung 4.7: RTM-Bild ($3000 \text{ \AA} \times 3000 \text{ \AA}$, $U = +1.0 \text{ V}$, $I = 49 \text{ pA}$) nach dem Aufwachsen von 0.12 ML LiF auf Ag(111) bei 77 K und Heizen der Probe bis auf 100° C ($F=2 \times 10^{-3} \text{ MLs}^{-1}$). Die Pfeile markieren vier LiF-Fraktale, die sich zu einer Gruppe zusammengeschlossen haben.

1. Die Adsorption auf beiden Seiten der Stufenkante ist äquivalent und
2. die Adsorption an der oberen bzw. unteren Seite der Stufenkante findet nur dann statt, wenn an der unteren bzw. oberen Seite der Stufenkante bereits ein LiF-Molekül adsorbiert ist. In diesem Fall wäre eine der Seiten der Stufenkante ein energetisch bevorzugter Adsorptionsplatz.

Um diese beiden Möglichkeiten experimentell zu untersuchen, wurden Messungen bei sehr geringen Bedeckungen durchgeführt. Das Ergebnis so einer Messung ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Die Höhenprofile belegen die Adsorption a) zu beiden Seiten der Stufenkante, b) an der oberen Stufe und c) an der unteren Stufe. Aus diesen Messungen kann man auf den oben genannten Mechanismus (1) schließen. Dies impliziert, daß die Bindung der LiF-Moleküle an der Stufenkante im wesentlichen auf symmetrische Weise er-

folgt, im Gegensatz zum asymmetrischen Fall des Wachstums von Metallen auf Metallsubstraten. Sind die LiF-Moleküle einmal über die Stufenkante hinweg gebunden, so erweisen sie sich als sehr stabil. Abbildung 4.7 zeigt eine Präparation, die nach dem Aufwachsen von LiF bei 77 K bis auf 100° C erhitzt wurde. Die LiF-Fraktale auf der Terrasse haben sich als ganzes Aggregat bewegt und zu Gruppen aus mehreren Fraktalen zusammengeschlossen. Die fraktalen Strukturen an den Stufenkanten haben sich dagegen nicht von der Stufenkante gelöst.

Die Nukleation von LiF an beiden Seiten von Stufenkanten kann unter Berücksichtigung von kurzreichweitigen Variationen des Oberflächenpotentials an Stufenkanten verstanden werden. Nach einem Modell von Wandelt et al. [68][69][70] führt die Ladungsdichteumverteilung an Stufenkanten nicht nur zu einem Stufenkantendipol senkrecht zu Oberfläche⁵, sondern auch zu einem Stufenkantendipol parallel zur Oberfläche. Daher sollte die Adsorption eines flach auf der Oberfläche liegenden polaren Moleküls mit einer senkrecht zur Stufenrichtung stehenden Molekülachse durch die Wechselwirkung mit dem an der Stufenkante lokalisierten elektrischen Feld begünstigt sein. Die Wechselwirkungsenergie dieser Konfiguration läßt sich mit dem elektrischen Dipolmoment des LiF-Moleküls $D = 2.1 \times 10^{-29}$ Cm [72] und einer elektrischen Feldstärke von 1.1 V/Å an der Stufenkante abschätzen, die für Rechnungen von CO an Cu-Stufenkanten erhalten wurde [73][70]. Bei einem Abstand der LiF-Moleküle zur Stufenkante von einigen Ångström erhält man so einen Energiegewinn von 0.1 - 0.5 eV. Dieser relativ große Wert weist darauf hin, daß die treibende Kraft für die Nukleation durch die Coulomb-Wechselwirkung der polaren LiF-Moleküle mit dem an der Stufenkante lokalisierten elektrischen Feld gegeben ist. Diese Wechselwirkung ist spiegelsymmetrisch und liefert damit gleich große Adsorptionswahrscheinlichkeiten zu beiden Seiten der Stufenkante, wie es auch durch die vorliegenden Messungen belegt wird.

⁵Smoluchowski-Effekt [71]

4.7 Diskussion

Zusammenfassend wurde an dem System LiF/Ag(111) zum ersten Mal das fraktale Wachstum eines ionischen Isolators auf einem Metallsubstrat beobachtet. Die Daten sind konsistent mit dem Skalierungsgesetz für Inseldichten und der Inseldichteverteilung für die kritische Clustergröße $i = 1$, die theoretisch vorhergesagt [55] und auch experimentell bestätigt wurde [56][57]. Im Rahmen der Auswertung der Daten ergab sich kein Indiz dafür, daß das Wachstumsverhalten durch einen gewissen Anteil an LiF-Dimeren beeinflusst wird, der durch die thermische Sublimation mit auf die Oberfläche aufgebracht wird [53]. Aus den Daten wurde eine Abschätzung für die Diffusionsbarriere von LiF-Monomeren auf Ag(111) von 30 - 47 meV erhalten. Dieser Wert ist sehr klein, aber liegt dennoch im Rahmen der Werte 60 - 140 meV, die man für die Diffusion von Ag auf Ag(111) mit verschiedenen Methoden erhält [52]. Die fraktale Dimension wurde zu $d=1.75\pm 0.01$ bestimmt und die lokale kubische Symmetrie zeigt eine (100)-Terminierung der LiF-Inseln. Obwohl der Fluß über einen weiten Bereich variiert wurde, konnte kein Übergang von fraktalem zu dendritischem Wachstum beobachtet werden. Dendritisches Wachstum ist typisch beim Aufwachsen von Metallen auf hexagonal dichtgepackten Metallsubstraten bei mittleren Aufdampfzeiten ($F \approx 10^{-3} \text{ MLs}^{-1}$ [52]) und tiefen Temperaturen. Es wird auf die substratinduzierte Anisotropie der Diffusion von Ecken zu Kanten zurückgeführt und resultiert in bevorzugten Wachstumsrichtungen der Ärmchen. In dem hier untersuchten System sind jedoch die Symmetrien in der Oberflächenebene von Substrat und Adsorbat nicht kompatibel: Die lokale kubische Symmetrie der Ärmchen weist eine Vierzähligkeit auf, dagegen ist die Ag(111)-Substratoberfläche dreizählig. Jede existierende Anisotropie der Diffusion von Ecken zu Kanten wird während des Wachstums also häufig die Richtung wechseln und im Mittel keine bevorzugten Wachstumsrichtungen erzeugen.

An den Stufenkanten schließlich erstrecken sich die LiF-Fraktale bemerkenswerterweise zu beiden Seiten, im deutlichen Gegensatz zum Wachstum von Metallen auf Metalloberflächen, wo der bevorzugte Adsorptionsplatz an der unteren Seite der Stufenkante ist [65]. Anhand von Experimenten bei sehr

kleinen Bedeckungen konnte gezeigt werden, daß die Adsorptionswahrscheinlichkeit auf beiden Seiten der Stufenkante im wesentlichen gleich groß ist. Die gemachten Beobachtungen lassen sich plausibel erklären, wenn man das elektrische Feld aufgrund der Ladungsdichteumverteilung an den Stufenkanten nach Wandelt et al. [68][69][70] berücksichtigt. Die Coulombwechselwirkung der polaren LiF-Moleküle mit diesem Feld führt unabhängig von der Seite der Stufenkante zu einem Energiegewinn von der Größenordnung einiger Zehntel eV und kann so die beobachtete symmetrische Keimbildung erzeugen.

