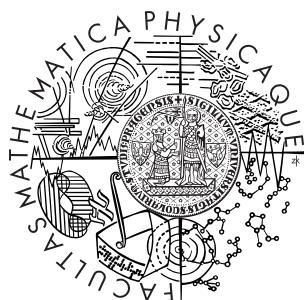


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Filip Rozbořil

Studium pohyblivosti atomů kovů na povrchu $\text{Si}(100)2\times1$ pomocí STM

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Ivan Ošťádal, CSc.

Studijní program: Obecná fyzika

2010

Chtěl bych poděkovat vedoucímu práce doc. RNDr. Ivanu Ošťádalovi, CSc., za jeho neocenitelné rady, nápady a připomínky, které přispěly ke vzniku této bakalářské práce, a také za zasvěcení do experimentální problematiky při konstrukci vypařovadla a úpravách ultravakuového systému. Dále děkuji Bc. Michaelu Kučerovi, který mi pomáhal při měření na STM a naučil mě pracovat s ovládacím softwarem. Poděkování patří i všem pracovníkům a doktorandům Skupiny fyziky tenkých vrstev KFPP, kteří se podíleli na zprovoznění aparatury a ochotně odpovídali na všechny moje dotazy.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Praze dne

Filip Rozbořil

Obsah

Úvod	6
1 Řádkovací tunelová mikroskopie	8
1.1 Princip činnosti	8
1.2 Konstrukce STM	9
1.3 Módy měření	10
1.4 Řádkovací tunelová spektroskopie (STS)	11
1.5 Experimentální použití STM	12
2 Povrch křemíku Si(100)	14
2.1 Rekonstrukce 2×1	14
2.2 Defekty	16
3 Hliník na povrchu Si(100)2×1	17
3.1 Řetízky z hliníkových dimerů	17
3.2 Adsorpční pozice	17
4 Povrchová difúze	20
4.1 Frekvence přeskoků	20
4.2 Statistika přeskoků	21
4.3 Difúzní dráhy	22
4.4 Odhad optimální teploty pro měření	22
4.5 Vliv anizotropie na zpracování dat	23
5 Vypařovadlo pro hliník	25
5.1 Konstrukce a fokusace vypařovadla	25
5.2 Teoretická kalibrace vypařovadla	27
5.3 Testování vypařovadla	28
5.4 Závislost depoziční rychlosti na příkonu	29

6 Aparatura	31
6.1 Měření teploty	31
6.2 Úprava chlazení	33
6.3 Testování aparatury	35
7 Experiment	37
7.1 Příprava experimentu	37
7.2 Postup při měření	38
7.3 Pozorování přeskoků	38
7.4 Analýza délek hliníkových řetízků	40
7.5 Měření při zvýšené teplotě	42
7.6 Shrnutí a diskuze výsledků měření	42
7.7 Příprava rekonstrukce na nové aparatuře	43
8 Závěr	44
Literatura	46

Název práce: Studium pohyblivosti atomů kovů na povrchu Si(100)2×1 pomocí STM

Autor: Filip Rozbořil

Katedra (ústav): Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Ivan Ošťádal, CSc.

e-mail vedoucího: Ivan.Ostadal@mff.cuni.cz

Abstrakt: Práce se zabývá přípravou nízkoteplotního experimentu pro přímé pozorování přeskoků hliníkových adatomů na povrchu Si(100)2×1 pomocí STM. Bylo zkonstruováno a zkalibrováno vypařovadlo pro hliník pro velmi malé depoziční rychlosti ($< 0,001 \text{ ML/s}$). Byl testován chladicí systém s kapalným dusíkem, který by umožnil dosáhnout teplot pod 200 K. Na základě známých experimentálních a teoretických výsledků byla navržena metodika experimentu a zpracování dat pro určení parametrů difúze. V STM byly pozorovány hliníkové řetízky připravené za pokojové teploty a za teploty 50 °C. Získaná data a střední délky řetízků odpovídají předpokládanému vlivu teploty a množství napařeného materiálu na povrchové procesy.

Klíčová slova: STM, povrchová difúze, Si(100)2×1, hliník

Title: Study of mobility of metal atoms on the Si(100)2×1 surface using STM

Author: Filip Rozbořil

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: doc. RNDr. Ivan Ošťádal, CSc.

Supervisor's e-mail address: Ivan.Ostadal@mff.cuni.cz

Abstract: The thesis covers the preparation of a low-temperature experiment for direct observation of aluminium adatom hopping on the Si(100)2×1 surface by means of STM. An evaporator for aluminium was constructed and calibrated for low deposition rates ($< 0.001 \text{ ML/s}$). A new liquid nitrogen cooling system for temperatures below 200 K was tested. An experimental method and STM data analysis for direct measurement of diffusion parameters, based on the latest theoretical and experimental knowledge, were suggested. Aluminium chains formed at room temperature and at 50 °C were observed by STM. Obtained results and the average chain length correspond to the assumed role of temperature and amount of deposited metal in surface processes.

Keywords: STM, surface diffusion, Si(100)2×1, aluminium

Úvod

Studium růstu kovových nanostruktur na povrchu křemíku (100) s rekonstrukcí 2×1 je důležité jak z hlediska základního výzkumu, tak pro rozvoj nanotechnologií a elektronických součástek. Kovové atomy deponované na tento povrch vytvářejí různé struktury, z nichž nejdůležitější jsou jednorozměrné řetízky, které vytvářejí atomy III. a IV. skupiny. Morfologie, uspořádání a průběh růstu těchto jednorozměrných struktur závisí kromě depoziční rychlosti také na mikroskopických parametrech, mezi něž patří adsorpční energie, rozložení adsorpčních pozic na povrchu, energie vazeb v řetízku a z těchto parametrů plynoucí mobilita atomů po povrchu.

Mikroskopické parametry je možné stanovit jednak pomocí teoretických modelů a výpočtů a jednak experimentálně přímým pozorováním chování atomů na povrchu. Hodnoty získané simulacemi indikují nesrovnatelnosti mezi jednotlivými teoretickými modely, proto by experimentální určení těchto parametrů mohlo přispět k porozumění, jaké procesy na povrchu vlastně probíhají.

Nejvhodnější metoda pro přímé pozorování atomů na povrchu je řádkovací tunelová mikroskopie (viz kapitola 1). Kvůli omezené rychlosti skenování jsme však schopni pozorovat jen procesy probíhající dostatečně pomalu. Protože je povrchová difúze atomů tepelně aktivovaný proces, umožní nám snížení teploty vzorku přeskoky dostatečně zpomalit a následně zaznamenat a statisticky zpracovat. Určení optimálního rozsahu teplot pro měření je jedním z klíčových kroků tohoto experimentu.

Jako nejvhodnější kov pro provedení experimentu se jeví hliník. Ten vytváří na povrchu křemíku řetízky, které jsou dostatečně stabilní, a jeho nukleace není ovlivněna defekty tolik jako u dalších kovů (indium, galium). Nevýhodou může být náročnější konstrukce vypařovadla, protože hliník při vyšších teplotách ztrácí povrchové napětí a používané kelímky z Al_2O_3 keramiky uvolňují při zahřátí atomární kyslík.

Struktura a cíle práce

Mezi cíle bakalářské práce patřilo:

- seznámení se s metodou STM a růstovým experimentem a zvládnutí techniky měření a práce s STM
- nalezení optimálního rozsahu teplot pro sledování povrchových přeskoků atomu vybraného kovu (In, Ga, Al, Sn) pomocí STM
- časový záznam přeskoků jednotlivých atomů při alespoň dvou různých teplotách
- analýza časových řad získaných naměřením historie přeskoků jednotlivých atomů
- stanovení parametrů povrchové „difúze“

Práce je členěna do osmi kapitol, přičemž první čtyři kapitoly mají za úkol obeznámit čtenáře se základy techniky STM, vlastnostmi použitého povrchu Si(100) s rekonstrukcí 2×1 , adsorpcí kovových atomů na povrchu a jejich povrchovou difúzí.

Další dvě kapitoly obsahují technické detaily o přípravě experimentálního zařízení a podrobnosti o úpravách, jež byly provedeny. Sem patří popis vypařovadla pro hliník a jeho kalibrace, úprava chladicího systému pro dosažení potřebných teplot a testování aparatury.

Popis průběhu experimentu, získaná data, jejich analýza a zpracování jsou předmětem sedmé kapitoly. Závěrečná kapitola obsahuje výsledky a shrnutí práce.

Kapitola 1

Řádkovací tunelová mikroskopie

Řádkovací resp. skenovací tunelová mikroskopie (STM – scanning tunneling microscopy) je moderní metoda používaná ke studiu povrchu pevných látek. Spočívá v použití kovového hrotu jako sondy, která umožňuje určit morfologii a další vlastnosti zkoumaného povrchu. Metoda je nenahraditelná jak díky svému rozlišení, které může dosáhat až řádově 10^{-3} nm ve vertikálním směru a 0,1 nm v horizontálním směru, tak i pro svá další využití, mezi něž patří například schopnost manipulovat s jednotlivými atomy nebo měřit lokální elektronické vlastnosti povrchu.

Řádkovací tunelový mikroskop byl poprvé sestrojen v roce 1982 G. Binnigem a H. Rohrerem v laboratořích IBM. Oba za svoji práci obdrželi Nobelovu cenu za fyziku v roce 1986.

1.1 Princip činnosti

STM využívá kvantového jevu – tunelování elektronů mezi kovovým hrotom a vzorkem. Jestliže přiblížíme ostrý kovový hrot k vodivému povrchu na vzdálenost typicky několika desetin nanometru, začne po aplikaci napětí mezi hrotom a vzorkem protékat tunelový proud. Pro velikost tohoto proudu I platí vztah [14]:

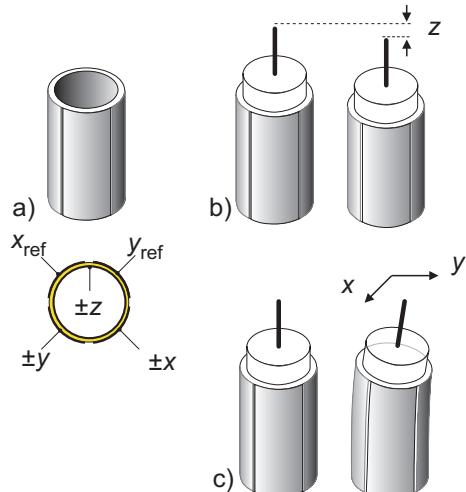
$$I = UA(U) \exp \left[-2d \frac{\sqrt{2m\phi}}{\hbar} \right], \quad (1.1)$$

kde U je napětí mezi elektrodami, $A(U)$ představuje závislost tunelového proudu na napětí, která je ovlivněna elektronovou strukturou hrotu a vzorku, d je vzdálenost obou elektrod a ϕ je střední výška bariéry, již musejí elektrony o hmotnosti m překonat.

Exponenciální závislost proudu na vzdálenosti elektrod umožňuje velmi vysoké vertikální rozlišení. Vzdálenosti elektrod několik Å a napětí 1–2 V odpovídá tunelový proud řádově několik nA.

1.2 Konstrukce STM

Klíčem k dosažení atomárního rozlišení je zajištění dostatečné mechanické stability zařízení (tlumení otřesů) a spolehlivé nastavení polohy hrotu s přesností setin až tisícin nanometru. Pohyb hrotu je zajištěn pomocí piezokeramických měničů, které mění svoji délku v závislosti na přiloženém napětí (viz obr. 1.1). Nejpoužívanější jsou trubkové měniče z polykrystalických keramických materiálů jako $\text{Pb}(\text{Ti},\text{Zr})\text{O}_3$ nebo BaTiO_3 [14]. Obvyklé hodnoty koeficientu roztažnosti jsou několik Å/V.

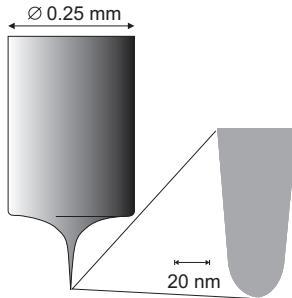


Obrázek 1.1: Piezoelektrické trubkové měniče. (a) Uspořádání piezoelektrických prvků na trubici, která umožňuje pohyb (b) ve směru osy z (c) v rovině xy . Obrázek převzat z archivu doc. Oštádala.

Tlumení otřesů se zpravidla realizuje pomocí pružinových závěsů s magnetickým tlumením a kompaktní konstrukcí mechanických částí hlavy mikroskopu. Jedná se zejména o otřesy okolí a budov (10–200 Hz), které jsou při provozu STM nejvíce nežádoucí.

Hroty STM jsou nejčastěji vyráběny z wolframu nebo slitiny platiny a iridia. Pro získání kvalitního nezkresleného obrazu je nutné, aby byl hrot stabilní, sy-

metrický a ostrý (v ideálním případě zakončený jediným atomem na špičce). Požadovaného tvaru (obr. 1.2) se dosahuje elektrochemickým leptáním drátku, například v roztoku NaOH.



Obrázek 1.2: Wolframový hrot získaný elektrochemickým leptáním. Obrázek převzat z archivu doc. Oštádala.

1.3 Módy měření

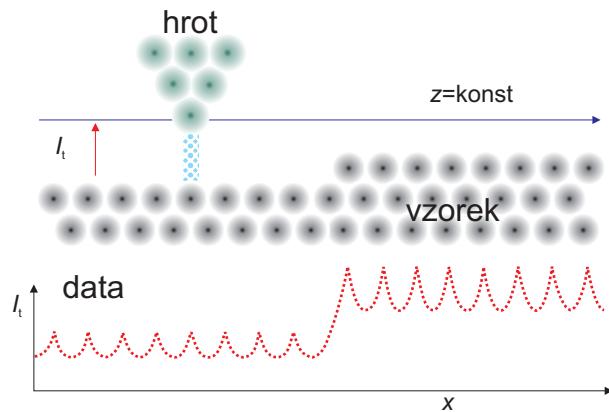
Řádkovací tunelový mikroskop může pracovat ve dvou základních módech, přičemž v každém z nich je obraz (kontrast) získáván jiným způsobem.

Mód konstantní výšky (constant height mode)

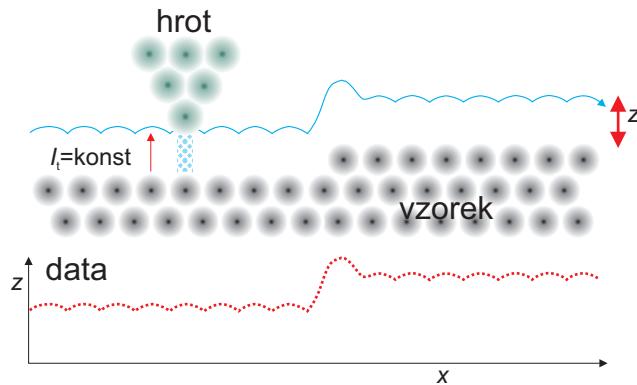
V tomto režimu je z-souřadnice hrotu udržována konstantní a nerovnostmi povrchu se mění vzdálenost mezi hrotom a vzorkem, a tedy i naměřený tunelový proud (obr. 1.3). Tato metoda je použitelná jen pro velice hladké povrchy (typicky s maximálně jedním atomárním schodem), aby nedošlo k zaboření hrotu do vzorku nebo naopak zvýšení vzdálenosti a poklesu proudu pod měřitelnou hodnotu.

Mód konstantního proudu (constant current mode)

Tunelový proud je v tomto režimu udržován na nastavené hodnotě řídicí elektronikou, která pomocí zpětnovazebné smyčky v případě nárůstu proudu oddálí hrot od povrchu a naopak v případě poklesu proudu hrot přiblíží (obr. 1.4). Výhodou je mnohem menší omezení na hladkost povrchu a velikost zkoumané oblasti, nevýhodou pak nižší rychlosť skenování, která je závislá na odezvě zpětné vazby.



Obrázek 1.3: Mód konstantní výšky. Topografie povrchu je dána proměnnou vzdáleností hrotu od vzorku. Obrázek převzat z archivu doc. Ošťádala.



Obrázek 1.4: Mód konstantního proudu. Topografie povrchu je dána změnou z-souřadnice hrotu. Obrázek převzat z archivu doc. Ošťádala.

1.4 Řádkovací tunelová spektroskopie (STS)

STM může rovněž pracovat ve spektroskopickém módu. V tom případě je hrot fixován nad zvoleným bodem povrchu, mění se napětí U mezi hrotom a povrchem a měří se tunelový proud $I(U)$. Tímto způsobem je možno získat lokální elektronické vlastnosti v daném místě.

Pokud je napětí U menší než výška příslušné tunelové bariéry, lze tunelový

proud v místě r_0 vyjádřit vztahem [4]:

$$I(r_0, U) = \int_0^{eU} \rho_s(r_0, E) \rho_t(r_0, E - eU) T(E, eU, r_0) dE \quad (1.2)$$

kde ρ_s je hustota elektronových stavů vzorku, ρ_t hustota elektronových stavů hrotu, $T(E, eU, r_0) \propto \exp(-2d\sqrt{\chi})$ je transmisní koeficient pro průchod elektronů bariérou, χ je efektivní výška tunelové bariéry a d vzdálenost hrotu od vzorku.

Ze vztahu (1.2) je vidět, že velikost tunelového proudu nezávisí jen na vzdálenosti hrotu od vzorku, ale také na konvoluci hustot elektronových stavů hrotu a vzorku. Obraz povrchu tak nese jak informaci o topografii, tak i o elektronové struktuře povrchu, proto není interpretace STM snímků jednoduchá. Polovodiče se zpravidla zobrazují při obou polaritách napětí U , kdy vyniknou rozdíly v hustotě prázdných a zaplněných stavů vzorku. Podobně dokáže STS také rozlišit chemické a nábojové stavy atomů.

1.5 Experimentální použití STM

I přes relativní jednoduchost metody a vysoké rozlišení skýtá skenovací tunelová mikroskopie některá úskalí, se kterými je třeba při experimentu počítat.

Pro pozorování přeskoků atomů je limitujícím faktorem *rychlosť skenování*. Při měření se nejčastěji používá mód konstantního proudu, kdy omezení rychlosti skenování souvisí zejména s rychlostí odezvy elektroniky, která zajišťuje řízení z-souřadnice hrotu. Pořízení jednoho STM snímku trvá v závislosti na rozlišení, velikosti zkoumané oblasti a nastavení řídicí jednotky řádově několik desítek až stovek sekund. Při pozorování dynamiky dějů je tedy potřeba zajistit, aby zkoumaný proces probíhal dostatečně pomalu. V případě teplotně aktivovaných přeskoků atomů toho docílíme vhodným snížením teploty.

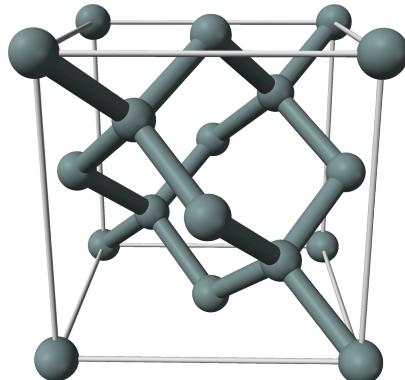
Dalším častým jevem při pozorování povrchu pomocí STM je *teplotní drift*. Ten je způsoben teplotní roztažností jednotlivých částí mikroskopu a povrchu, což se projeví pomalým posouváním polohy hrotu vůči vzorku. Zvláště v případě, kdy vzorek ohříváme nebo chladíme, je potřeba počkat na ustavení teplotní rovnováhy. Stacionární teplotní drift je možno kompenzovat pomocí řídicí elektroniky STM, která nejdříve změří drift určením polohy vybraného bodu na dvou po sobě jdoucích snímcích a potom takto určený drift přičítá k pohybu hrotu.

Ke zkreslení výsledků měření může přispět *interakce zkoumaného povrchu s hrotom*. Hrot ovlivňuje atomy na povrchu pomocí atomárních sil, elektrickým polem a také přímo procházejícím tunelovým proudem. Při běžném skenování, kdy je hrot ve vzdálenosti 0,5–1 nm, nehrají atomární síly výraznou roli. Elektrické pole kolem hrotu může v závislosti na polarizovatelnosti a dipólovém momentu atomů na povrchu způsobit jak jejich laterální, tak vertikální pohyb, což může nejen indukovat přeskok adatomu do sousední adsorpční pozice, ale také „odsátí“ atomu z povrchu na hrot. Podobně mohou elektrony tunelující z hrotu do vzorku způsobit oslabení vazby adatomu k povrchu a způsobit umělou desorpci. Tyto interakce lze výrazně omezit vhodným nastavením napětí na hrotu a tunelového proudu [10].

Kapitola 2

Povrch křemíku Si(100)

Křemík, podobně jako např. uhlík a další prvky IV. skupiny, vytváří kubickou plošně centrovanou krystalovou strukturu diamantového typu s mřížovou konstantou $a = 5,43071 \text{ \AA}$ [13]. Povrch Si(100) získáme řezem krystalu krystalografickou rovinou (100), jež odpovídá např. přední stěně krychle na obr. 2.1.



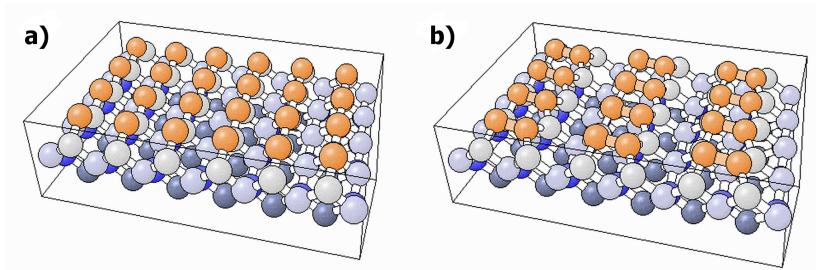
Obrázek 2.1: Kubická plošně centrována mřížka diamantového typu.
Zdroj: <http://en.wikipedia.org>

2.1 Rekonstrukce 2×1

Ideálně zakončený povrch krystalu Si(100) má atomy uspořádány do čtvercové mřížky s odpovídajícím mřížovým parametrem $\frac{a}{\sqrt{2}} = 3,84 \text{ \AA}$. Každý křemíkový atom v objemu je vázán čtyřmi kovalentními vazbami ke svým čtyřem nejbližším

sousedům (jak je možno vidět na obr. 2.1). Atomy na povrchu (100) jsou však vázány pouze dvěma kovalentními vazbami k atomům ve druhé vrstvě a zbývající dvě vazby vyčnívají volně do prostoru (tzv. *dangling bonds*). Tyto nenasycené vazby zvyšují energii povrchu, proto není toto uspořádání nejvhodnější a při vhodných podmínkách dochází k tzv. povrchové rekonstrukci.

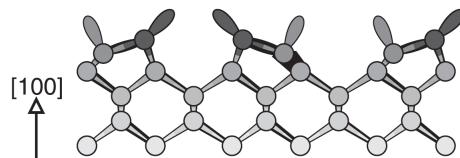
Jedna z možných rekonstrukcí je označována ve Woodově notaci jako 2×1 . Při ní se atomy v sousedních rádcích posunou k sobě a pomocí jedné kovalentní vazby se párují a vytvářejí dimery (obr. 2.2).



Obrázek 2.2: (a) Povrch Si(100) bez rekonstrukce. (b) Povrch Si(100) s rekonstrukcí 2×1 . Atomy v povrchové vrstvě jsou vyznačeny oranžovou barvou. Zdroj: NIST Surface Structure Database.

Dimerové řádky vznikají ve směrech [011] a [0 $\bar{1}$ 1], které odpovídají stěnovým úhlopříčkám krychle na obr. 2.1. Atomární terasy mají proto střídavě orientované dimery, přičemž dimerové řádky sousedních teras jsou na sebe kolmé.

Atomy v dimerech nejsou ve skutečnosti umístěny symetricky, ale vždy je jeden umístěn výše a druhý níže (viz obr. 2.3). Při teplotě povrchu vyšší než 200 K atomy překmitávají mezi vyšší a nižší polohou, konají tzv. flip-flop pohyb [22]. Frekvence překmitů je však za pokojové teploty tak vysoká, že je při STM pozorování vidíme symetricky. Při teplotě nižší než 200 K dochází k „zamrznutí“ dimerů a vzniku rekonstrukcí p(2×2) nebo c(4×2).



Obrázek 2.3: Pohled z boku na dimerové řádky. Z povrchu vyčnívají do prostoru sp^3 orbitaly. Obrázek převzat z [22].

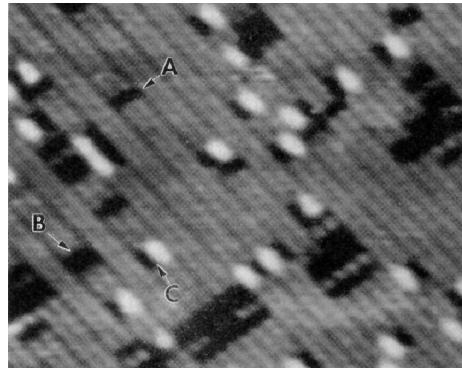
2.2 Defekty

Na povrchu křemíku Si(100) 2×1 rozeznáváme tři typy defektů, které označujeme písmeny A, B, C [5].

Defekty A a B jsou dimerové vakance. A-defekt označuje jeden chybějící dimer v řádku, B-defekt jsou potom dva chybějící sousední dimery. Oba tyto typy defektů se na STM obrazu jeví jako tmavé místo (viz obr. 2.4).

Původ C-defektu se dlouhou dobu nedařilo vysvětlit. Jednoznačné výsledky přinesl až Hossain et al. [6], který identifikoval C-defekt jako disociovanou molekulu H_2O , kdy vodík a OH skupina jsou na stejně straně dvou sousedních dimerů. C-defekty hrají podstatnou roli při nukleaci kovových atomů na povrchu křemíku, např. atomové řetízky vytvořené na C-defektu mohou vykazovat vyšší stabilitu než na čistém povrchu. Při pozorování pobytovosti atomů je proto žádoucí výskyt tohoto typu defektu co nejvíce omezit (dodržováním UHV podmínek) a zároveň použít kov, u něhož převládá homogenní nukleace – např. hliník.

C-defekt se na STM obrazu v prázdných stavech jeví jako světlý bod vedle tmavého místa (obr. 2.4).



Obrázek 2.4: Defekty A, B a C zobrazené pomocí STM při napětí +1,6 V na vzorku. Obrázek převzat z [5].

Kapitola 3

Hliník na povrchu Si(100)2×1

Všechny kovy III. skupiny (Al, Ga, In) vykazují při depozici na povrch Si(100)2×1 podobné vlastnosti: seskupování atomů do dimerů, tvorbu jednodimenzionálních řetízků nebo růst ve Stranského–Krastanovově módu. Liší se zejména stabilitou vytvářených útvarů, vlivem defektů na nukleaci a difúzními bariérami.

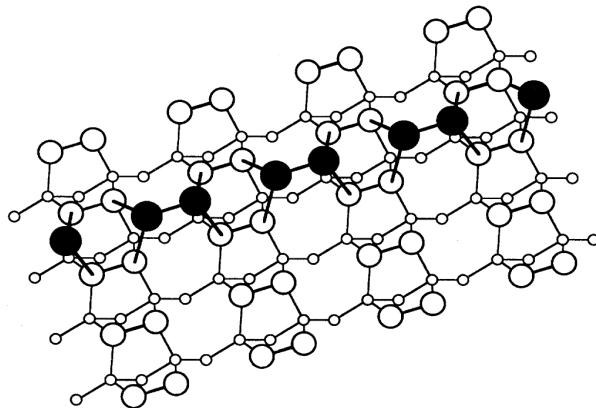
3.1 Řetízky z hliníkových dimerů

Hliník při pokrytích mnohem menších než jedna monovrstva vytváří dimerové řádky, které jsou orientované kolmo na směr křemíkových dimerových řádků [12]. Hliníkové dimery jsou přitom vytvářeny paralelně s křemíkovými dimery (viz obrázek 3.1). Při vyšších pokrytích, která ovšem nejsou pro studium povrchové difúze relevantní, vytváří hliník složitější struktury (např. [15, 21]).

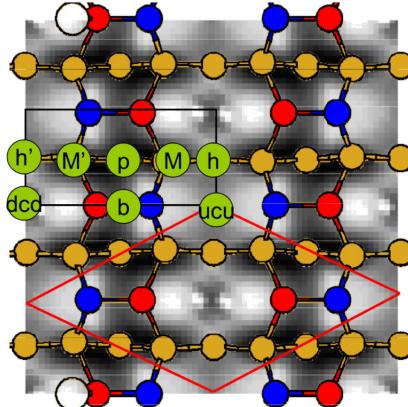
Elektronová konfigurace hliníku je [Ne] 3s² 3p¹, má tedy tři valenční elektrony, které vlivem hybridizace obsazují tři ze čtyř sp³ orbitalů. Díky relativně blízké elektronegativitě hliníku a křemíku (1,61 resp. 1,90) se atom hliníku váže dvěma kovalentními vazbami ke dvěma Si atomům a jednou kovalentní vazbou k Al atomu, s nímž tvoří dimer. Prázný čtvrtý sp³ orbital má za důsledek to, že se hliník na STM obrazu v prázdných stavech (kladném napětí na vzorku) jeví jako světlý bod [10].

3.2 Adsorpční pozice

Hliníkové atomy (stejně jako atomy dalších kovů III. skupiny) mají na povrchu Si(100) k dispozici několik adsorpčních pozic, jež se liší vazebnou energií, která



Obrázek 3.1: Hliníkové dimery (vyznačeny černě) na povrchu Si(100) s rekonstrukcí 2×1 . Bílé jsou vyznačeny křemíkové atomy. Obrázek převzat z [12].



Obrázek 3.2: Adsorpční pozice na Si(100). Červenou čarou je vyznačena základní buňka rekonstrukce $c(4\times 2)$. Modré a červeně jsou vyznačeny horní resp. dolní atomy Si dimeru. Obrázek převzat z [2].

určuje jejich stabilitu. Protože při teplotách, za kterých se bude měření přeskoků provádět, se již projeví „zamrzání“ dimerů, budeme uvažovat povrch s rekonstrukcí $c(4\times 2)$, při které se atomy v horní a dolní poloze uspořádají jako na obr. 3.2. Druhou možnou rekonstrukcí je $p(2\times 2)$, kdy jsou dimery sousedních řádků orientovány souhlasně.

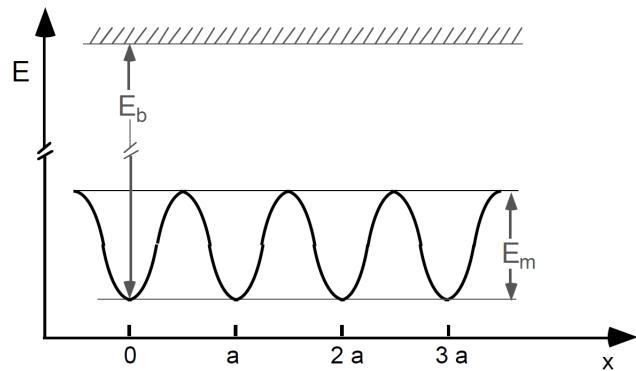
Alba et al. [2] popisují celkem 6 symetrických umístění, která označují písmeny M, p, h, b, ucu a dcd (viz obrázek 3.2). Pozice M je bod s nejnižší energií

a odpovídá místu, na které se vážou atomy Al dimerů. Písmenem b („bridge“) se označuje pozice na Si dimeru, písmenem p („pedestal“) střed mezi dvěma sousedními Si dimery a h („hollow“) místo mezi pozicemi M dvou sousedních řádků. Písmenem c („cave“) označujeme pozici mezi dvěma horními (ucu) nebo dolními (dcd) křemíkovými atomy sousedních řádků. Pro hliník je stabilní jen pozice M, zatímco ostatních pět pozic je metastabilních a slouží jako tranzitní body při přeskocích.

Kapitola 4

Povrchová difúze

Adatomy deponované na povrch pevné látky se na povrchu mohou pohybovat. K tomu dochází v případě, že je energie potřebná k desorpci atomu z povrchu vyšší než energetická bariéra pro migraci po povrchu. Na povrchu krystalu se adatom pohybuje v periodickém potenciálu, jenž je schematicky pro jednorozměrný případ znázorněn na obr. 4.1.



Obrázek 4.1: Schematické znázornění potenciálu, který působí na adatom na povrchu 1D krystalu. E_b je energie, jíž je atom vázán k povrchu, E_m je bariéra pro migraci po povrchu, a je mřížová konstanta. Obrázek převzat z [3].

4.1 Frekvence přeskoků

Přeskoky atomů mezi sousedními adsorpčními pozicemi jsou teplotně aktivované – energii adatomu dodávají vibrace krystalové mříže na povrchu. Typická

frekvence těchto vibrací je $10^{12}\text{--}10^{13} \text{ s}^{-1}$ a amplituda za pokojové teploty $\approx 0,1 \text{ \AA}$ [3]. Experimentálně bylo potvrzeno [19, 20], že frekvence přeskoků Γ_h adatomů splňuje Arrheniův zákon:

$$\Gamma_h = \nu \exp \left[-\frac{E_m}{k_B T} \right], \quad (4.1)$$

kde ν je frekvenční prefaktor související s frekvencí kmitů v krystalové mříži, k_B je Boltzmannova konstanta a T je termodynamická teplota substrátu. Tento vztah platí pouze v případě, že $k_B T \ll E_m$, což je při většině experimentů splněno, neboť difúzní bariéra E_m je typicky několik desetin eV [2], zatímco $k_B T$ je při pokojové teplotě přibližně 25 meV.

Vztah (4.1) umožňuje určit difúzní bariéru E_m i frekvenční prefaktor ν , pokud změříme závislost frekvence přeskoků Γ_h na teplotě T , vyneseme ji v arrheniovském grafu závislosti $\ln \Gamma_h$ na $1/T$ a provedeme lineární regresi.

4.2 Statistika přeskoků

Přeskoky adatomů mezi adsorpčními pozicemi představují náhodný jev, který je blízko termodynamické rovnováhy stacionární, nezávislý na předchozí historii přeskoků a pravděpodobnost, že v krátkém časovém úseku $\Delta\tau$ dojde k více než jednomu přeskoku, je zanedbatelná. Takový jev splňuje *Poissonovo rozdělení* [17].

Pravděpodobnost, že se náhodný poissonovský jev během intervalu τ vyskytne právě k -krát, je dáná vztahem:

$$P(k, \tau) = \frac{(\nu\tau)^k}{k!} e^{-\nu\tau}, \quad (4.2)$$

kde ν je střední frekvence výskytu jevu. Tato rovnice se však pro určení neznámé ν příliš nehodí, protože měřením zpravidla získáme časovou řadu, která vyjadřuje okamžiky, ve kterých došlo k přeskoku. Užitečnější je proto vědět, jaké je rozdělení délek intervalů mezi sousedními jevy. Jednoduše se dá odvodit (viz např. [17]), že příslušná hustota pravděpodobnosti je dáná vztahem

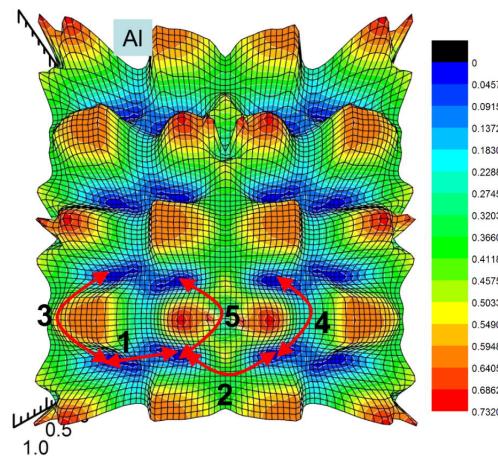
$$w(t) = \frac{dP(T < t)}{dt} = \nu e^{-\nu t}. \quad (4.3)$$

Frekvenci přeskoků pro danou časovou řadu je tedy možno určit vytvořením histogramu a nafitováním na vztah (4.3).

4.3 Difúzní dráhy

Protože rekonstruovaný povrch Si(100) není izotropní, je třeba rozlišovat přeskoky kolmo na dimerové řádky a podél dimerových řádků, neboť difúzní bariéry $E_{m\perp}$, $E_{m\parallel}$ se mohou obecně lišit.

Za přeskok kolmo na dimerové řádky se považují difúzní dráhy na obrázku 4.2 označené čísly 1 (přeskok v rámci jednoho řádku) a 2 (přeskok na sousední řádek). Pro přeskok rovnoběžně s dimerovými řádky má atom k dispozici tři dráhy, jež jsou na obrázku vyznačeny pod čísly 3, 4 a 5.



Obrázek 4.2: 3D mapa povrchového potenciálu pro hliník na Si(100)-c(4×2). Vyznačeny jsou difúzní dráhy 1 (M-p-M), 2 (M-h-M), 3 (M-h-ucu-h-M), 4 (M-p-b-p-M) a 5 (M-h-dcd-h-M). Obrázek převzat z [2].

Efektivní difúzní bariéra pro přeskok kolmo na dimerové řádky bude dána vyšší z hodnot bariér pro přeskok drahami 1 a 2. Naopak v případě přeskoku podél dimerových řádků se předpokládá, že dominovat bude dráha 4, protože umožňuje pohyb podél řádku v obou směrech [2]. Při pozorování přeskoků pomocí STM však není možno říci, o kterou difúzní dráhu v konkrétním případě šlo, neboť zpravidla vidíme pouze počáteční a koncovou polohu atomu.

4.4 Odhad optimální teploty pro měření

Chceme-li přímo pozorovat přeskoky jednotlivých atomů, je třeba odhadnout teplotu, při které bude difuzivita hliníkových atomů na povrchu Si(100) dostatečně nízká. Pro tento odhad použijeme rovnici (4.1) a teoreticky spočítané hodnoty

difúzních bariér od Alba et al. [2], které jsou pro hliník $E_{m\perp} = 0,466$ eV resp. $E_{m\parallel} = 0,305$ eV. Podle [3] můžeme frekvenční prefaktor v rovnici (4.1) approximovat vztahem:

$$\nu \approx \frac{k_B T}{h}, \quad (4.4)$$

kde h je Planckova konstanta. Odhad frekvence přeskoků je tedy:

$$\Gamma_h \approx \frac{k_B T}{h} \exp \left[-\frac{E_m}{k_B T} \right]. \quad (4.5)$$

Pokud jako bariéru pro přeskok použijeme nižší hodnotu $E_{m\parallel}$ a požadujeme v průměru jeden přeskok za 100 sekund ($\Gamma_h = 0,01$ s⁻¹), což odpovídá době pořízení jednoho STM snímku, dostáváme numerickým řešením (4.5) teplotu $T_{100,\parallel} \approx 107$ K. Pro stejnou frekvenci přeskoků kolmo na dimerové řádky získáme stejným postupem $T_{100,\perp} \approx 162$ K. Optimální teplotní intervaly pro měření přeskoků pomocí STM budou v okolí těchto dvou teplot.

4.5 Vliv anizotropie na zpracování dat

Pohyb jednoho atomu představuje náhodnou procházku, jež se skládá ze dvou procesů: pohyb podél dimerového řádku a pohyb kolmo na dimerové řádky. Tyto dva procesy přitom nejsou nijak korelovány, takže nelze aplikovat např. postup, jenž se používá jako jedna metoda pro zpracování přeskoků Ag atomů na povrchu Si(111)7×7 mezi celami F-HUC a U-UHC, kdy se na naměřená data pohlíží jako na náhodný telegrafní signál a fituje se autokorelační funkce [19]. Naopak přeskoky ve dvou nezávislých směrech představují poissonovské procesy, které mají charakter tzv. „bílého šumu“.

Pro každý ze směrů rovnoběžně a kolmo na dimerové řádky zkonstruujeme časovou řadu zvlášť na základě sekvence snímků a následně použijeme postup popsaný v sekci 4.2 (nafitování rozdělení prodlev mezi přeskoky). Tento způsob je použitelný, pokud je doba pořízení jednoho snímku dostatečně krátká, aby pravděpodobnost, že mezi dvěma snímkami dojde k více než jednomu přeskoku v každém směru, byla zanedbatelná.

Pokud není rychlosť skenování dostatečná, můžeme využít vztahu, který vyjadřuje střední hodnotu kvadrátu změny polohy atomu [3]:

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle = \Gamma_{h\parallel} \langle \lambda_{\parallel} \rangle^2 t, \quad (4.6)$$

$$\langle (\Delta y)^2 \rangle = \Gamma_{h\perp} \langle \lambda_{\perp} \rangle^2 t, \quad (4.7)$$

kde $\langle \lambda_{\parallel} \rangle$, $\langle \lambda_{\perp} \rangle$ jsou střední vzdálenosti mezi adsorpčními pozicemi rovnoběžně resp. kolmo na dimerové řádky (přičemž tyto dva směry ztotožníme se směry os x , y) a t je čas uplynulý od začátku sledování atomu. Střední změnu polohy určíme experimentálně pozorováním dostatečně velkého množství atomů po časový interval t a následně lineární regresí závislosti střední změny polohy v každém ze směrů x , y na čase můžeme stanovit frekvenci přeskoků Γ_h .

Teoreticky spočítané bariéry pro hliník však naznačují, že frekvence $\Gamma_{h\parallel}$ a $\Gamma_{h\perp}$ se budou podstatně lišit: například pro $T = 107$ K dostáváme na základě vztahu (4.5) střední doby mezi přeskoky $\tau_{\parallel} \approx 100$ s resp. $\tau_{\perp} \approx 4 \times 10^9$ s. Přeskoky kolmo na dimerové řádky by se tedy prakticky neměly vyskytovat a problém můžeme považovat za jednorozměrný. S výhodou je přitom možné využít řádkové skeny, kdy STM snímá jen jeden řádek místo celého obrazu, a zvýšit tak skenovací rychlosť cca 500krát [9].

Kapitola 5

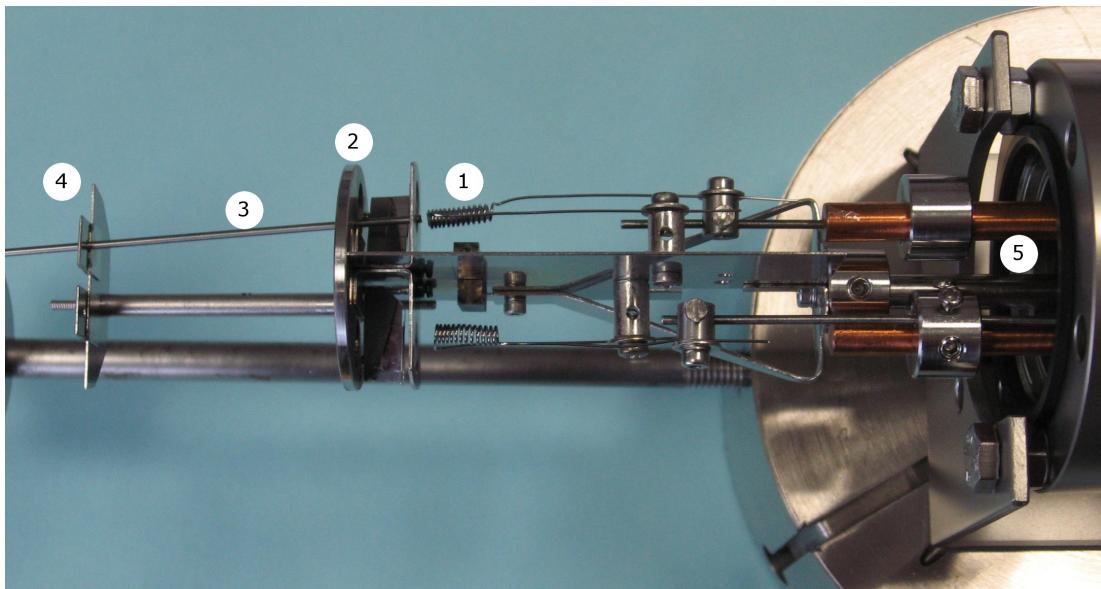
Vypařovadlo pro hliník

Komerční vypařovadla jsou obvykle masivní a navrhnutá pro vysoké depoziční rychlosti a velká množství napařovaného materiálu. Při našem experimentu jsme potřebovali naopak deponovat velice malé množství hliníku (zlomek jedné monovrstvy) nízkou rychlostí úzce fokusovaným svazkem, aby nedošlo k nanesení kovu na části aparatury nebo STM.

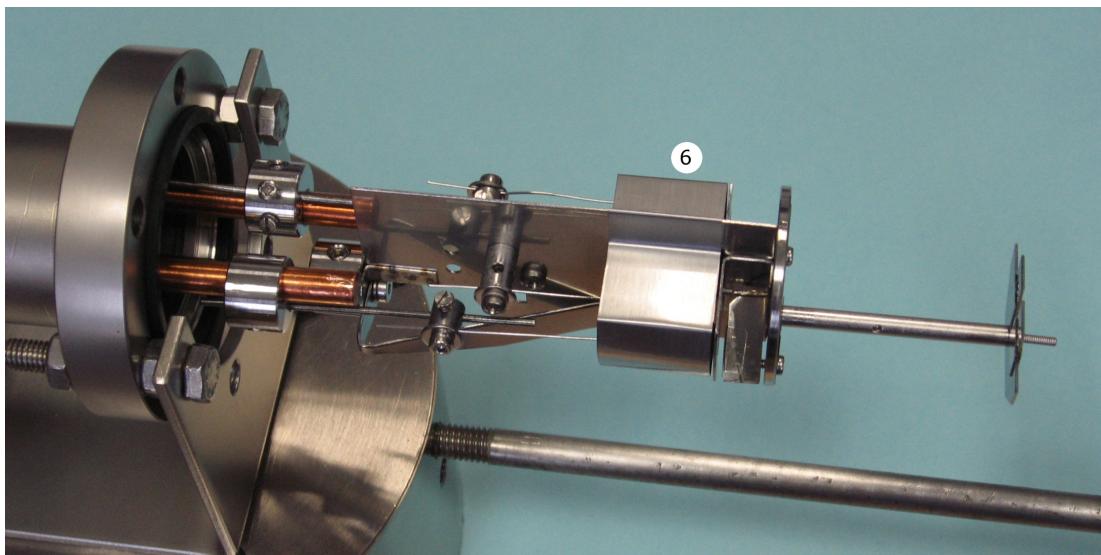
5.1 Konstrukce a fokusace vypařovadla

Vypařovadlo navrhnuté doc. Oštádalem používá tenký safírový kelímek o průměru 1,4 mm zahřívaný wolframovou spirálou (viz obr. 5.1). Úzkého svazku je dosaženo pomocí dvojice clon, jejichž umístění a průměry štěrbin byly spočítány přesně pro uspořádání v našem systému. Vypařovadlo je do aparatury namířeno zespodu a úhel dopadu atomárního svazku na vzorek je přibližně 70° , takže oblast, na niž se hliník deponuje, má tvar elipsy s rozměry $2,4 \times 7,0 \text{ mm}^2$. Vzdálenost od kelímků s hliníkem ke vzorku je přibližně 135 mm. Vypařovadlo může být osazeno až dvěma kelímkami – oba jsou namířeny do stejněho bodu. Aby se zabránilo zbytečnému zahřívání zbytku systému od rozžhaveného wolframového drátu, jsou obě spirály odstíněny plechovým krytem z molybdenu (obr. 5.2). Safír (monokrystal Al_2O_3) byl zvolen jako materiál kelímků, protože z něj roztavený hliník nemá tendenci vytékat. Kvůli malému průměru kelímků jsou spirály hustěji navinuty u jeho ústí, které je tak více zahříváno a potlačuje usazování materiálu a potenciální ucpaní vypařovadla. Obě přívodní vodiče spirály mají stejnou délku, aby vlivem jejich teplotní roztažnosti nedošlo při provozu vypařovadla k nežádoucímu vychýlení kelímků.

Správné namíření vypařovadla jsme otestovali přímo v aparatuře, přičemž



Obrázek 5.1: Vypařovadlo pro hliník. (1) Safírový kelímek s hliníkem vložený ve wolframové spirále. (2) První clona. (3) Tyčka sloužící pro kontrolu fokusace vypařovadla. (4) Předsunutá clona. (5) Příruba, vitonové těsnění a měděné průchodky sloužící k připojení napětí. Při finální montáži je vitonové těsnění vyměněno za měděné.



Obrázek 5.2: Boční pohled na vypařovadlo s nasazeným krytem (6).

na místo vzorku bylo upevněno čisté sklíčko, na něž depozice probíhala. Podle polohy stopy na sklíčku jsme následně upravili fokus vypařovadla. Další kontroly namíření vypařovadla probíhaly pomocí tyčky umístěné ve směru vymezeném oběma clonami (jak je možno vidět na obr. 5.1).

5.2 Teoretická kalibrace vypařovadla

Depoziční rychlosť, které vypařovadlo dosáhne, je závislá zejména na teplotě, na kterou je roztavený kov zahrát. Při našem experimentu potřebujeme dosáhnout depozičních rychlostí řádově 0,001 ML/s, kde 1 ML odpovídá hustotě atomů na povrchu Si(100), jež se dá jednoduše spočítat ze znalosti mřížové konstanty a vychází přibližně $6,8 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$. Při depoziční rychlosti 0,001 ML/s tedy na jednotku plochy dopadne za sekundu asi $6,8 \times 10^{15}$ atomů.

Při depozici z vypařovadla probíhá nerovnovážný proces, protože teplota taveniny je mnohem vyšší než teplota vzorku nebo stěn systému. Většina vypařených atomů proto kondenzuje na chladnějších površích a zpět na taveninu nedopadají téměř žádné páry vypařovaného kovu. V tomto případě je počet atomů, jež se vypaří z jednotky plochy taveniny za sekundu, dán vztahem [16]:

$$n_{vyp} = \frac{p_r}{\sqrt{2\pi mk_B T}}, \quad (5.1)$$

kde p_r je tlak nasycených par vypařovaného kovu, m hmotnost částic, k_B Boltzmannova konstanta a T termodynamická teplota. Tlak nasycených par hliníku při dané teplotě T je podle [11] přibližně dán empirickým vztahem:

$$p_r [\text{mbar}] = 10^{A-B/T}, \quad (5.2)$$

kde konstanty mají hodnoty $A = 8,929$ a $B = 16099 \text{ K}$.

Vypařovadlo představuje malý plošný zdroj s povrchem $S_{vyp} = 1,54 \text{ mm}^2$, vzdálenost od taveniny ke vzorku je $r = 135 \text{ mm}$ a svazek na vzorek dopadá pod úhlem $\varphi = 70^\circ$. V tomto uspořádání je počet atomů dopadajících na jednotku plochy vzorku za sekundu dán vztahem:

$$n_{dep} = \frac{n_{vyp} S_{vyp}}{2\pi r^2} \cos \varphi. \quad (5.3)$$

Po dosazení z rovnic (5.1) a (5.2) získáváme závislost depoziční rychlosti na teplotě:

$$n_{dep} = \frac{100 \cdot 10^{A-B/T} S_{vyp}}{2\pi r^2 \sqrt{2\pi mk_B T}} \cos \varphi. \quad (5.4)$$

Teplotu T , na kterou je třeba zahřát safírový kelímek s hliníkem, určíme numerickým řešením rovnice (5.4) pro danou hodnotu depoziční rychlosti. V našem případě $n_{dep} = 6,8 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, což odpovídá 0,001 ML/s, a získáme teplotu $T \approx 1353 \text{ K}$ a odpovídající tlak par hliníku $p_r = 1,07 \times 10^{-3} \text{ mbar}$.

5.3 Testování vypařovadla

Protože je přesné nastavení teploty kelímku problematické a zpravidla můžeme ovládat pouze příkon spirály, provedli jsme testovací měření. To proběhlo v servisní aparatuře za tlaku řádově 10^{-4} Pa . Tloušťka napařené vrstvy byla měřena metodou kmitajícího krystalu. Nejdříve byl proud procházející spirálou nastaven na $I_1 = 8,6 \text{ A}$ při napětí $U_1 = 5,3 \text{ V}$, potom byl proud snížen na $I_2 = 8,0 \text{ A}$ s odpovídajícím napětím $U_2 = 4,8 \text{ V}$. Během depozice byl zaznamenán vývoj tloušťky napařené vrstvy a následně vynesen do grafu (viz obr. 5.3). Depoziční rychlost jsme pro každý proud zvlášť určili lineární regresí v programu *gnuplot*, který poskytl následující hodnoty:

$$v_1 = (0,0309 \pm 0,0006) \text{ Å/s}$$

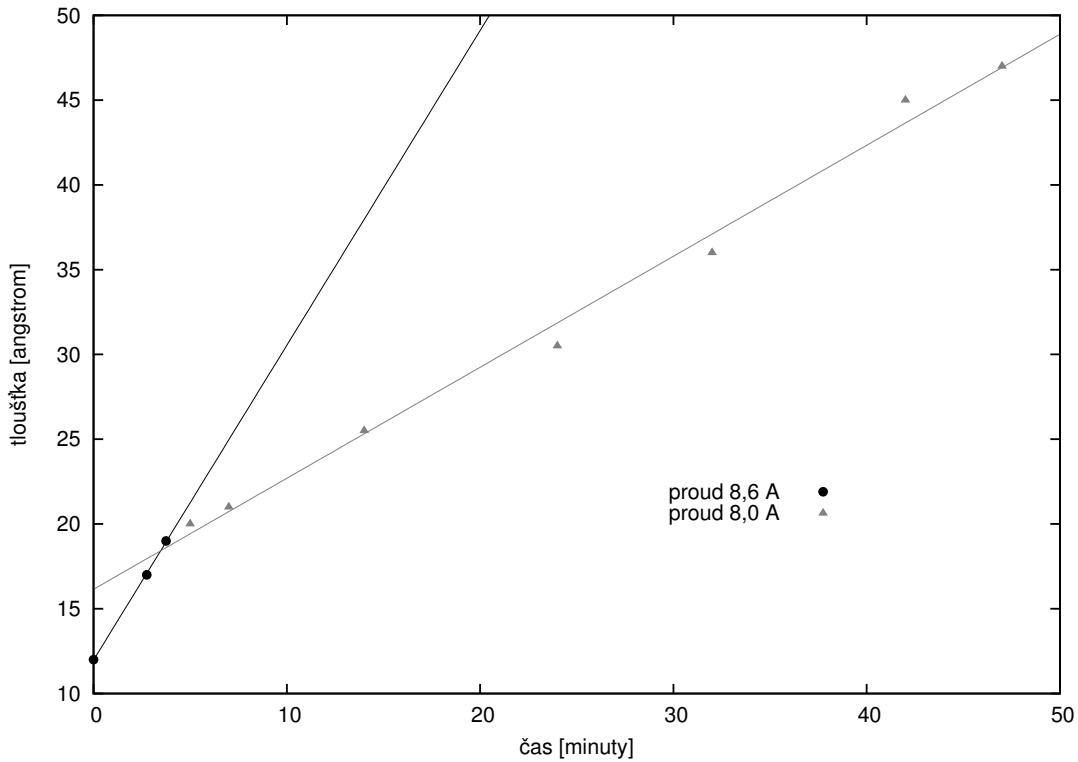
$$v_2 = (0,0109 \pm 0,0004) \text{ Å/s}$$

Při proudu $8,6 \text{ A}$ jsme navíc pomocí optického pyrometru změřili teplotu spirály jako $(1200 \pm 50) \text{ }^\circ\text{C}$, abychom mohli provést srovnání s teoretickými výsledky v kapitole 5.2. K tomuto účelu bylo také potřeba přepočítat tloušťku vrstvy v angströmech (\AA) na monovrstvy (ML). Jednoduchým výpočtem při znalosti atomové hmotnosti hliníku $m_{Al} = 4,4787 \times 10^{-26} \text{ kg}$ a hustoty $\rho_{Al} = 2700 \text{ kg m}^{-3}$ zjistíme, že v našem případě $1 \text{ ML} \equiv 1,28 \text{ \AA}$.

Při testu byla vzdálenost kelímku vypařovadla od měřicího krystalu $r = 150 \text{ mm}$ a úhel dopadu $\varphi = 0^\circ$. Depoziční rychlosť daná vztahem (5.4) s těmito parametry a teplotou $T = (1473 \pm 50) \text{ K}$ vychází:

$$v'_1 = \frac{100 \cdot 10^{8,929 - 16099/(1473 \pm 50)} \cdot 1,54 \times 10^{-6} \cdot \cos 0^\circ}{2\pi \cdot 0,15^2 \sqrt{2\pi \cdot 4,4787 \times 10^{-26} \cdot 1,38 \times 10^{-23} \cdot (1473 \pm 50)}} \cdot \frac{1,28}{6,8 \times 10^{18}} \text{ Å/s} = \\ = (0,0271 \pm 0,0034) \text{ Å/s},$$

což v rámci chyb odpovídá experimentálně určené hodnotě v_1 . Určená teplota spirály byla zatížena nejvyšší chybou, proto byly odchylky ostatních veličin zanedbány.



Obrázek 5.3: Časový vývoj tloušťky napařené vrstvy při proudech spirálou 8,6 A a 8,0 a příslušné křivky lineární regrese.

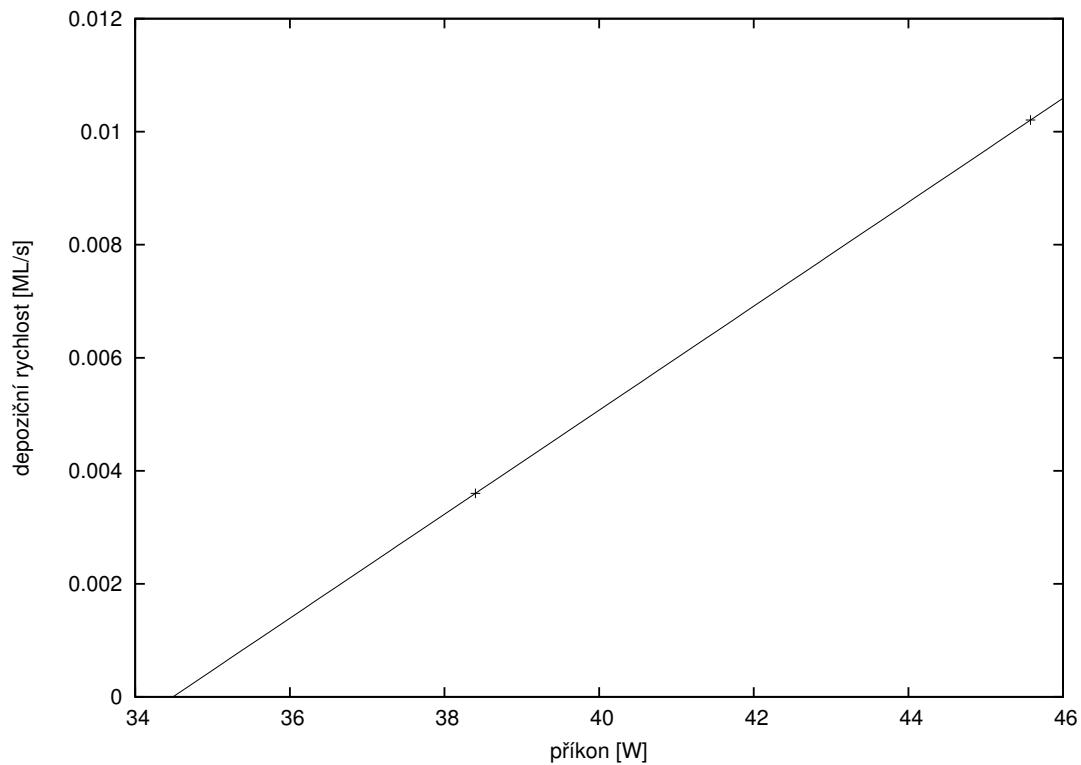
5.4 Závislost depoziční rychlosti na příkonu

Předpokládáme-li, že v jistém intervalu se dá závislost depoziční rychlosti na příkonu spirály považovat za lineární, můžeme ze znalosti depozičních rychlostí při příkonech $U_1 I_1 = 45,6$ W a $U_2 I_2 = 38,4$ W získat odhad tak, že těmito body proložíme přímku (viz graf na obr. 5.4). Aby výsledná závislost odpovídala experimentálnímu uspořádání v aparatuře, musíme depoziční rychlosti získané testem vynásobit faktorem $\frac{0,150^2}{0,135^2} \cdot \frac{\cos 70^\circ}{\cos 0^\circ} = 0,422$, který zohledňuje rozdílné vzdálenosti a úhly. Lineární závislost je pak určena vztahem:

$$v [\text{ML/s}] = 0,000920138 \cdot \{P\} - 0,0317336, \quad (5.5)$$

kde příkon P dosazujeme ve wattech.

Příkon potřebný pro depoziční rychlosť 0,001 ML/s lze jednoduše odhadnout ze vztahu (5.5) a vychází $\approx 35,6$ W, čemuž při odporu spirály $0,6 \Omega$ odpovídá proud přibližně 7,7 A.



Obrázek 5.4: Závislost depoziční rychlosti na příkonu spirály získaná proložením přímky dvěma experimentálně získanými body. Osa y byla přeškálována tak, aby vyjadřovala skutečnou depoziční rychlosť v aparatuře.

Kapitola 6

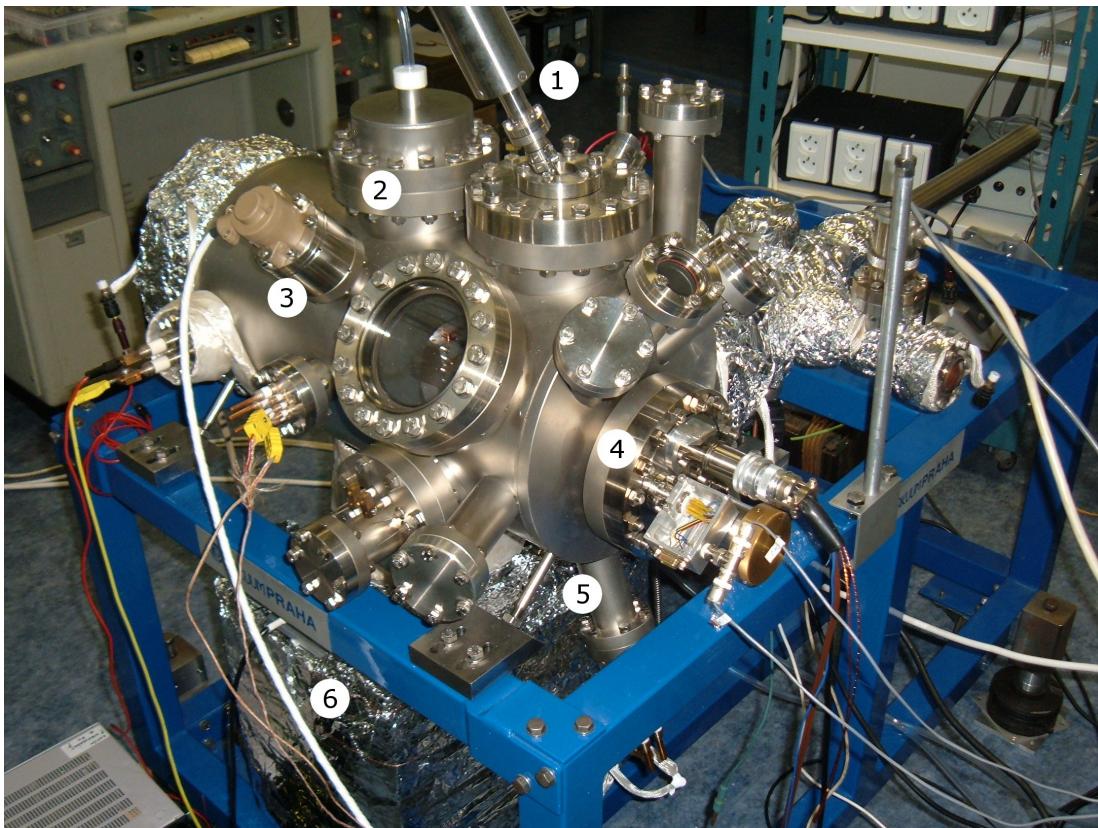
Aparatura

K provedení experimentu máme k dispozici nekomerční UHV systém vybavený skenovacím tunelovým mikroskopem, kryopanelem, vakuovým manipulátorem a dalším příslušenstvím (viz obr. 6.1). UHV komoru je deskovým ventilem možno rozdělit na dvě samostatně čerpané části, takže v případě potřeby vyměnit vzorek nebo hrot mikroskopu není nutné zavzdušňovat celý objem, ale jen část s vkládací přírubou, která je po vložení součástek uzavřena, odplyněna a vyčerpána. Poté je možno deskový ventil opět otevřít a pomocí vakuového manipulátoru součástky přemístit na určené místo. V komoře je díky použití iontové sorpcní vývěvy a titanové sublimační vývěvy možno dosáhnout tlaku řádově 10^{-9} Pa.

6.1 Měření teploty

Abychom mohli při měření dosáhnout nízkých teplot, je aparatura vybavena kryopanelem tvořeným nerezovou nádobou, jež pojme přibližně 2,5 l kapalného dusíku. Ke spodní části nádoby je připevněn měděný držák, z něhož je chlazení přiváděno na vzorek pomocí měděného svazku.

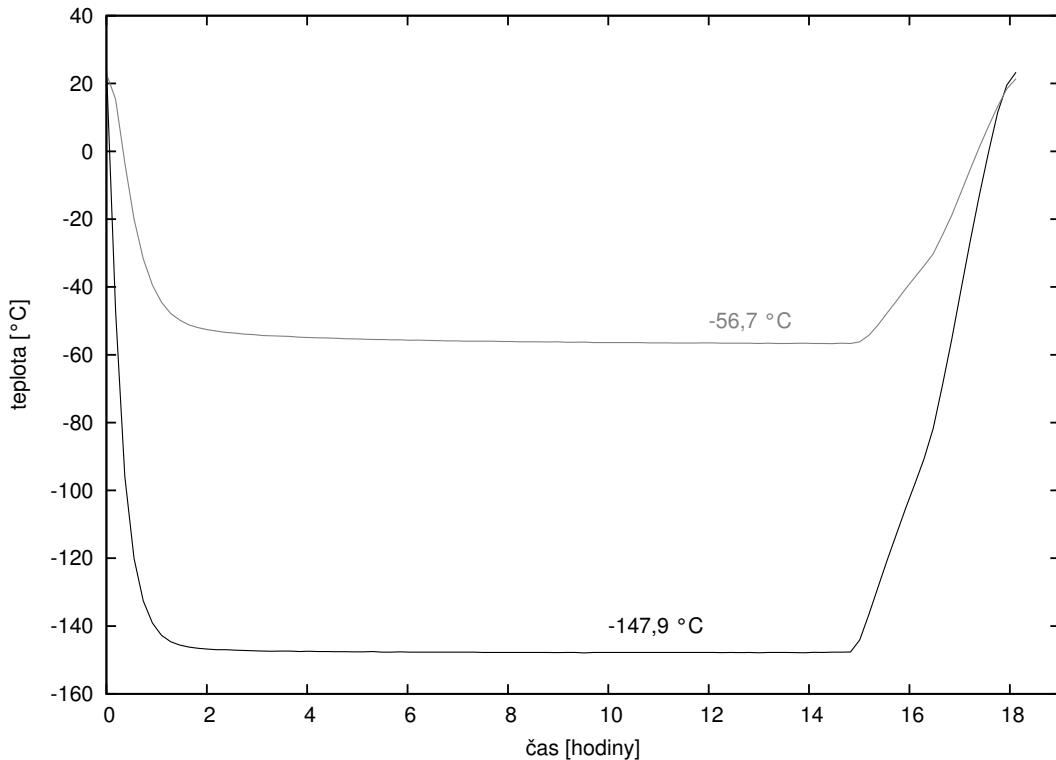
Protože frekvence přeskoků atomů na povrchu je silně závislá na teplotě, je třeba zajistit přesné měření této fyzikální veličiny. K tomuto účelu je aparatura vybavena celkem čtyřmi termočlánky a jednou měřicí diodou. Termočlánky měří teplotu na držáku u dna kryostatu (dále jen „držák“), na píce sloužící k žíhání vzorků, na konci chladicího svazku u klínkového tepelného výměníku (dále jen „klínek“) a na STM. Dioda slouží k přesnému určení teploty vzorku. Termočlánky jsou propojeny s počítačem, který může jednak pořizovat záznam teploty v průběhu experimentu a jednak použít data o teplotě k ovládání vyhřívání aparatury při odplyňování.



Obrázek 6.1: UHV aparatura Skupiny tenkých vrstev KFPP. (1) Vakuový manipulátor. (2) Kryostat. (3) Ionizační vakuometr. (4) Skenovací tunelový mikroskop. (5) Vypařovadlo pro hliník. (6) Iontová sorpční vývěva.

Pro otestování, jakých teplot budeme s tímto jednoduchým chladicím systémem schopni dosáhnout, jsme provedli měření teploty uvnitř aparatury po nalítí kapalného dusíku do kryostatu při tlaku v komoře menším než 5×10^{-5} Pa. Na chlazených částech byly dva termočlánky (na držáku a na klínku), ostatní dva zůstaly přibližně na pokojové teplotě. Počítač prováděl záznam teploty každých 10 sekund a naměřená data jsme vynesli do grafu (viz obr. 6.2). Můžeme si všimnout, že na držáku bylo dosaženo teploty $-147,9^{\circ}\text{C}$, což je o téměř 50 stupňů více než bod varu dusíku za normálního tlaku ($-195,8^{\circ}\text{C}$). To ukazovalo na nedostatečnou tepelnou vodivost rozhraní mezi kapalinou a stěnami nádoby a radiační ohřev chladicího rozvodu od okolí na pokojové teplotě. To se potvrdilo při dočasném umístění jednoho z termočlánků přímo na dno kryostatu z vnější

strany, kde byla naměřena teplota -172°C . Teplotní gradient přes 90 stupňů mezi konci měděného svazku ($-147,9^{\circ}\text{C}$ vs. $-56,7^{\circ}\text{C}$) ukazoval na špatnou tepelnou izolaci vzorku od zbytku systému a na nadměrné radiační ztráty.



Obrázek 6.2: Vývoj teploty na klínku (šedě) a na držáku (černě) při zchlazení kryostatu kapalným dusíkem. U každé křivky je vypsána nejnižší dosažená teplota.

6.2 Úprava chlazení

Protože se chladicí systém ukázal jako nedostatečně účinný, bylo nutné provést několik úprav. Zvýšení efektivity chlazení vyžaduje dva kroky:

1. Zlepšení tepelné izolace mezi chlazenými prvky a zbytkem systému.
2. Snížení radiačních ztrát kryostatu a chladicího svazku.

Lepší tepelné izolace bylo dosaženo zejména výměnou izolačních prvků z Macorů (tepelná vodivost $1,46 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) za prvky z polytetrafluorethylenu, jehož tepelná vodivost je $0,25 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Dalším krokem byla výměna termočlánkových vodičů za vodiče s menším průřezem, aby byl snížen odvod tepla.

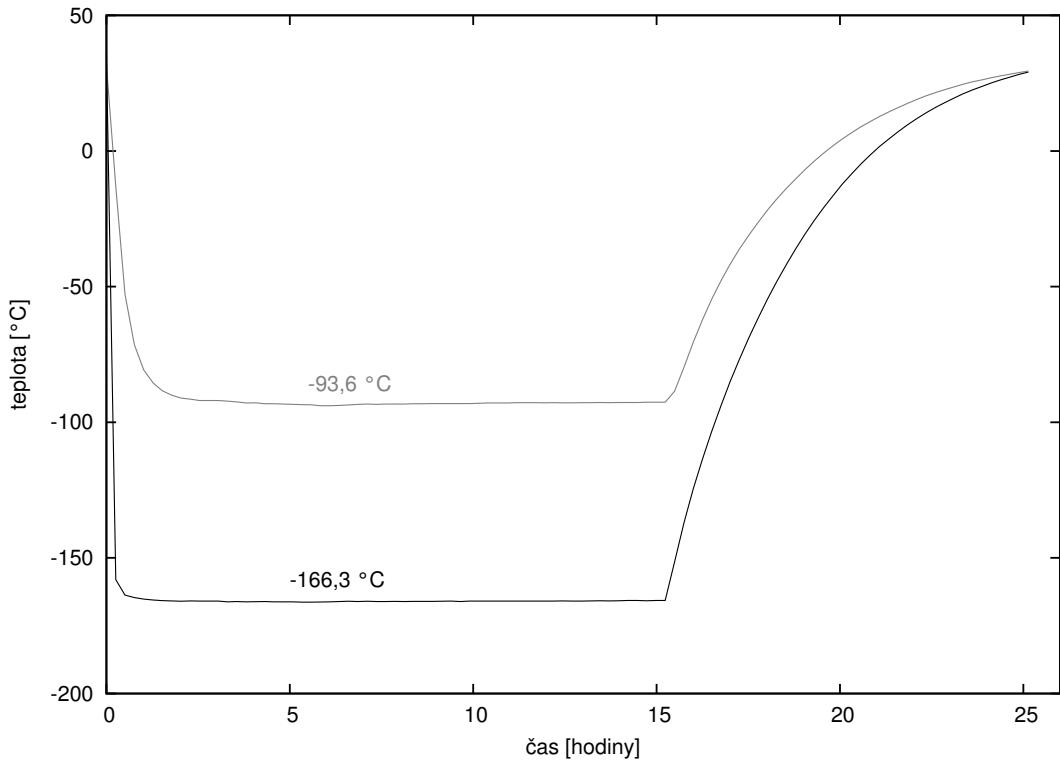
Úpravy kvůli snížení radiačních ztrát zahrnovaly návrh a konstrukci radiačního štítu z molybdenu, jenž byl připevněn kolem dna kryostatu a je chlazen tepelným kontaktem s kryostatem v jeho horní části. Obě strany molybdenového plechu byly důkladně mechanicky vyleštěny kvůli dosažení co nejnižší emisivity. Radiační štít byl vytvarován tak, aby poskytoval stínění i pro měděný držák chladicího svazku. Druhý štít, tentokrát z chemicky leštěného Al plechu, byl umístěn na STM kolem vzorku a druhého konce chladicího svazku. Hliníkový štít je chlazen pomocí tepelného kontaktu přes měděnou destičku, na niž je pružinou tlačen měděný váleček, který je chlazen z horní části kryostatu spolu s molybdenovým plechem.

Po instalaci nových prvků chladicího systému jsme provedli další testovací měření teploty po nalití kapalného dusíku do kryostatu. Tlak v komoře byl menší než $1,0 \times 10^{-6} \text{ Pa}$ a opět jsme pomocí počítače zaznamenávali teplotu na měděném držáku a na konci svazku u vzorku. Naměřená data jsou vynesena v grafu na obr. 6.3.

Úpravy chlazení nám umožnily dosáhnout o témař 20°C nižší teploty na držáku a zhruba o 35°C méně na klínku. Nárůst teploty po vypaření dusíku byl pozvolný a trval bezmála 10 hodin, což ukazuje na podstatně lepší izolaci od zbytku systému než při předchozím měření, kdy zahřátí na pokojovou teplotu trvalo přibližně 3 hodiny (obr. 6.2).

Nicméně měření přesné teploty vzorku pomocí diody ukázalo, že jej nejsme schopni zchladit na méně než -40°C . Vzorek totiž musí být elektricky izolován od chladicího okruhu, aby bylo např. možno provádět některá spektroskopická měření. Tato izolace je realizována safírovou destičkou, která má však dostatečnou tepelnou vodivost jen při teplotách kolem 100 K , zatímco teplota na konci svazku je více než 180 K ($-93,6^\circ\text{C}$). Řešením by mohlo být přesunutí izolační destičky až ke dnu kryostatu, kde je potřebná teplota.

Provedené úpravy byly zvoleny tak, aby se otestovala jejich účinnost a také aby nebyly příliš časově náročné. Stínění se ukázalo jako velice efektivní metoda pro snížení teploty, proto je třeba při budoucích úpravách systému rozšířit tepelný štít kolem všech chlazených částí včetně vzorku. Další potřebné modifikace se týkají samotného kryostatu – chladicí rozvod by mohl být realizován pomocí měděných tyčí přímo vnořených do kapalného dusíku.



Obrázek 6.3: Vývoj teploty na klínku (šedé) a na držáku (černé) po úpravě chlazení a aplikaci kapalného dusíku. U každé křivky je vypsána nejnižší dosažená teplota.

6.3 Testování aparatury

Pro dosažení potřebných tlaků byla aparatura důkladně odplyněna zahřátím na přibližně $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ na několik dní při současném čerpání pomocí turbomolekulární a iontové sorpční vývěvy. Po opětovném zchlazení se ukázalo, že tlak v komoře neklesá pod $5 \times 10^{-6}\text{ Pa}$, což naznačovalo netěsnost v UHV systému. Tu se naštěstí podařilo lokalizovat, a to na iontové vývěvě, již bylo tedy nutno vyměnit. Shodou okolností se nám povedlo získat vývěvu IPT 200, která má dvojnásobný čerpací výkon oproti původní IPT 100.

Po montáži nové vývěvy současně s novým chladicím systémem byla aparatura znova odplyněna a bez problémů se podařilo systém zčerpat na tlak $6,4 \times 10^{-8}\text{ Pa}$. Nicméně po nalití kapalného dusíku do kryostatu došlo postupně ke zvýšení tlaku až na $9,0 \times 10^{-7}\text{ Pa}$, což indikovalo malou netěsnost v kryonádobě, která

se otevře vlivem teplotní kontrakce při zchlazení. Tato domněnka se potvrdila, když po skončení nízkoteplotního testu a dosažení pokojové teploty klesl tlak na $9,2 \times 10^{-8}$ Pa a dále jej bylo možno snížit až na $4,8 \times 10^{-8}$ Pa použitím titanové sublimační vývěvy.

Nutná výměna celého kryostatu by vyžadovala demontáž celého vnitřního zařízení aparatury, což z časových důvodů nebylo možné realizovat. V tomto okamžiku tedy bylo zřejmé, že se experiment v zamýšleném rozsahu nepodaří uskutečnit.

Kapitola 7

Experiment

Na nové aparatuře nebylo možno kvůli netěsnosti v kryostatu dosáhnout potřebného tlaku a navíc jsme nemohli použít chlazení, které by způsobilo další zhoršení netěsnosti komory. Pro seznámení se s technikou STM a nacvičení přípravy experimentu jsme využili jinou UHV aparaturu, která není vybavena chladicím systémem. I měření při pokojové teplotě a srovnání s experimenty provedenými s indiem nám může leccos napovědět o stabilitě hliníkových řetízků na povrchu Si(100)2×1 a jejich morfologii.

Ultravakuový systém umožnil díky iontové sorpční a titanové sublimační vývěvě dosáhnout při měření tlaku méně než 3×10^{-9} Pa. Kromě toho jsme využili i možnosti při měření vzorek zahřívat a druhý experiment jsme provedli za teploty zvýšené na přibližně 50 °C pro srovnání s pokojovou teplotou.

7.1 Příprava experimentu

Wolframový hrot byl vyčištěn elektronovým bombardem: bylo na něj přivedeno napětí +1000 V, přičemž katoda byla žhavena proudem 3,5 A a emisní proud dosahoval hodnot 3–5 μ A. Bombard byl několikrát opakován po dobu 10 sekund při tlaku v komoře $< 5 \times 10^{-9}$ Pa.

Použitý vzorek Si(100) byl vytvořen z části křemíkového waferu typu n, jenž je dopovaný Sb a má měrný odpor $\leq 0,014 \Omega\text{cm}$. Po důkladném odplýnění při teplotě 400 °C po dobu 48 hodin byl vzorek vyčištěn opakovaným žíháním na ≈ 1200 °C proudem 6,5 A po dobu 10 sekund, kdy tlak v systému nepřekročil $1,0 \times 10^{-8}$ Pa. Poté vzorek přibližně 15 minut chladnul a pak byl znova zahřát průchodem proudu 6,5 A v opačném směru na 5 sekund při tlaku v komoře $< 4 \times 10^{-9}$ Pa. Během chladnutí vzorku došlo k vytvoření rekonstrukce 2×1.

Vypařovadlo bylo před depozicí odplyněno při proudu $8,51\text{ A}$ po dobu pěti minut. Depozice hliníku byla provedena při stejném proudu a to po dobu tří minut, přičemž vypařovadlo bylo zároveň chlazeno vodním okruhem, aby nedošlo k velkému nárůstu tlaku v komoře. Množství deponovaného materiálu bylo ze snímků odhadnuto jako přibližně $0,09\text{ ML}$, čemuž odpovídá depoziční rychlosť $5 \times 10^{-4}\text{ ML/s}$.

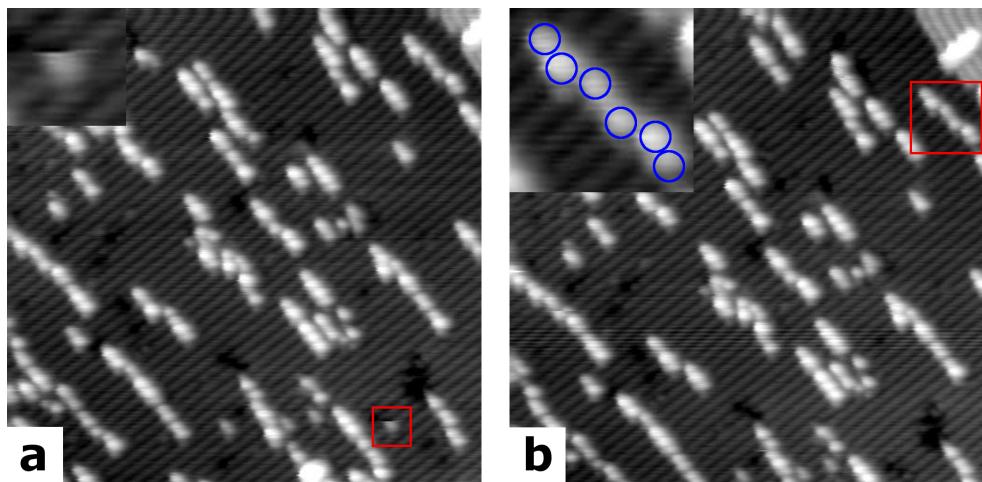
7.2 Postup při měření

Po dosažení tunelového kontaktu se vzorkem jsme se pořízením několika testovacích snímků přesvědčili, že na hrotu již nejsou žádné nečistoty a že hrot není např. dvojitý. Pro dosažení kvalitního zobrazení bylo nutné formování hrotu použitím několika krátkých proudových pulsů $\approx 10\text{ nA}$ při záporném napětí na hrotu $< -5\text{ V}$.

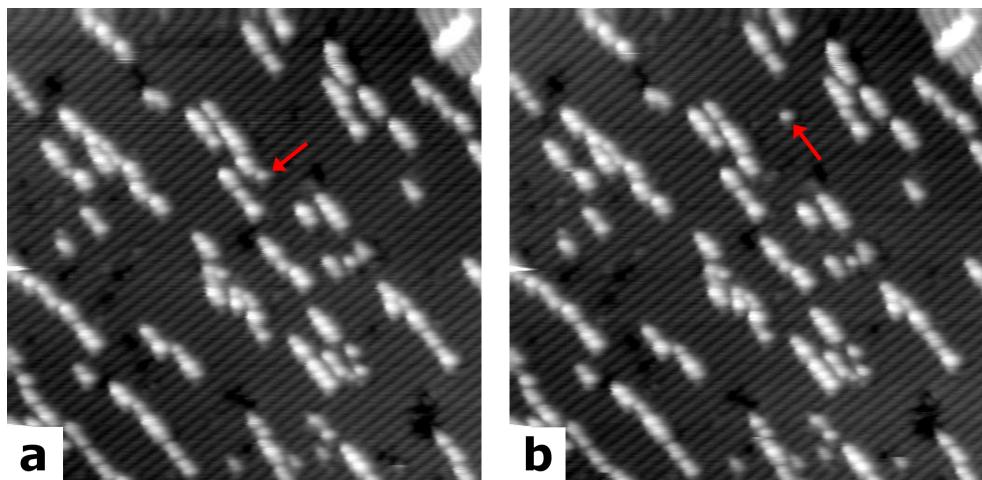
Následně jsme lokalizovali dostatečně velkou atomární terasu blízko středu vzorku, abychom mohli provést vydělení rozsahu řídicího napětí na piezokeramice a dosáhnout vyššího rozlišení. Prvních několik snímků sloužilo ke srovnání teplotního driftu, který se nám podařilo prakticky vykompenzovat pomocí zadání poloh orientačních bodů do ovládacího programu STM. Poté jsme nastavenovali sekvenci 40 snímků též oblasti o rozměrech $30 \times 30\text{ nm}^2$. Všechny snímky byly pořízeny při napětí na hrotu -2 V a tunelovém proudu $0,3\text{ nA}$, což je nastavení, při němž je interakce hrotu s povrchovými atomy zanedbatelná [10]. Záporná polarita napětí byla volena s ohledem na to, že hliníkové atomy v dimerech obsahují prázdný sp^3 orbital, jež umožňuje jejich vysoce kontrastní zobrazení v prázdných stavech. Pořízení jednoho snímku ze sekvence trvalo asi 2 minuty – mezi prvním a posledním obrazem ze sekvence je proto téměř hodina a půl, během níž jsme mohli pozorovat dynamiku hliníkových struktur na povrchu.

7.3 Pozorování přeskoků

Protože depozice Al byla provedena za pokojové teploty, nemohli jsme očekávat, že budeme schopni pozorovat samostatné hliníkové atomy (monomery), neboť díky své vysoké difuzivitě (vztah (6.2) dává pro 300 K odhad pro frekvenci přeskoků rovnoběžně s dimerovými řádky přibližně $5 \times 10^7\text{ s}^{-1}$) se všechny spojily do dimerů a dimery do řetízků (model růstu je popsán např. v [1]). Řetízky tvořené hliníkovými dimery jsou velice stabilní objekty až do teplot několika stovek stupňů, i když při vyšších teplotách trpí značným množstvím defektů [18].



Obrázek 7.1: Pohyblivé objekty pozorované na povrchu Si(100)2×1 při napětí na hrotu -2 V a tunelovém proudu $0,3\text{ nA}$. Velikost snímků: $30\times 30\text{ nm}^2$. (a) Samostatně stojící dimer (detail ve výřezu). Horní část dimeru není zobrazena, protože se dimer dostal do této adsorpční pozice až během skenování spodní části snímku. Analýzou celé sekvence jsme vyloučili, že by výskyt dimeru byl způsoben interakcí s hrotom. (b) Skupina dimerů, které sousedí kolenovitě (detail ve výřezu).



Obrázek 7.2: Dva po sobě jdoucí snímky zachycující odpojení dimeru z konce řetězce. (a) Šipka označuje koncový dimer, jenž je kolenovitě napojený na zbytek řetízku. (b) Dimer se odpojil a našel si novou adsorpční pozici vedle defektu.

Přesto nebyly všechny hliníkové struktury na povrchu zcela stabilní a nehybné: jde zejména o samostatně stojící dimery a o útvary, jež obsahují typ spojení dimerů, který M. Kučera [10] označuje jako „kolenko“. Oba tyto druhy objektů se nám při měření podařilo pozorovat (obr. 7.1).

Samostatný dimer migruje po povrchu – jeho pozice se měnila téměř každý snímek. Frekvence přeskoků je v tomto případě dostatečně malá, abychom jej byli schopni zobrazit. Nicméně počet pořízených snímků, na kterých došlo k přeskoku dimeru, nebyl dostatečný pro statistické vyhodnocení pohybu dimeru a určení difúzních bariér.

V dimerových skupinách, jež tvoří koleno, dochází k přeskokům dimerů do sousední adsorpční pozice (podél Si dimerového řádku) a zase nazpět. V případě, že je kolenem navázán i krajní dimer řetězu, může dojít k jeho odtržení. Tento jev však pravděpodobně nenastává příliš často, neboť za celou sekvenci snímků se nám podařilo zachytit jen jeden případ (obr. 7.2).

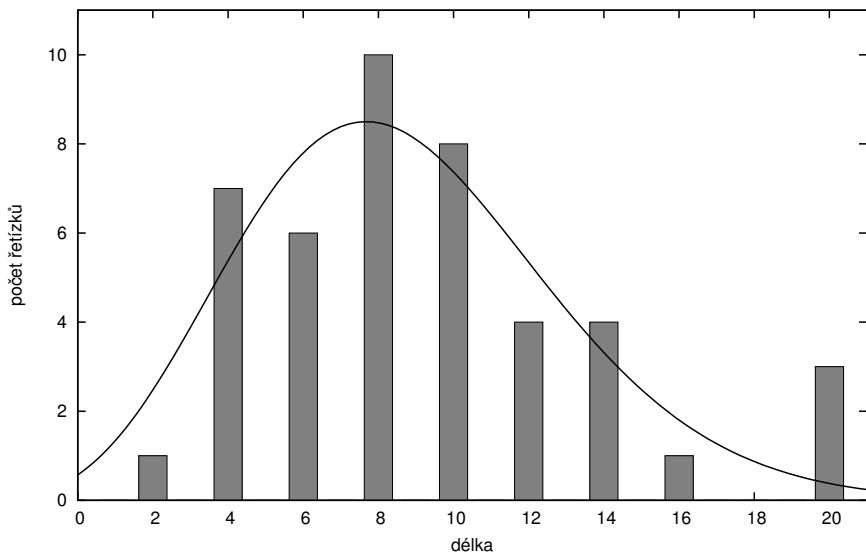
7.4 Analýza délek hliníkových řetízků

Délky řetízků, jež tvoří kovy III. skupiny na povrchu Si(100) 2×1 , závisejí na několika parametrech: množství deponovaného materiálu, depoziční rychlosti, množství defektů na povrchu a mobilitě atomů, jež je dána zejména teplotou substrátu při nukleaci. Teoretické výpočty vazebních energií Al dimerů k defektům [2] a experimenty provedené ve Skupině tenkých vrstev naší katedry ukazují, že vliv defektů je v případě hliníku zanedbatelný. Při daném pokrytí a depoziční rychlosti má proto mobilita adatomů po povrchu zásadní vliv na charakter růstu řetízků a na jejich střední délku, což je parametr, na který jsme se při zpracování dat zaměřili.

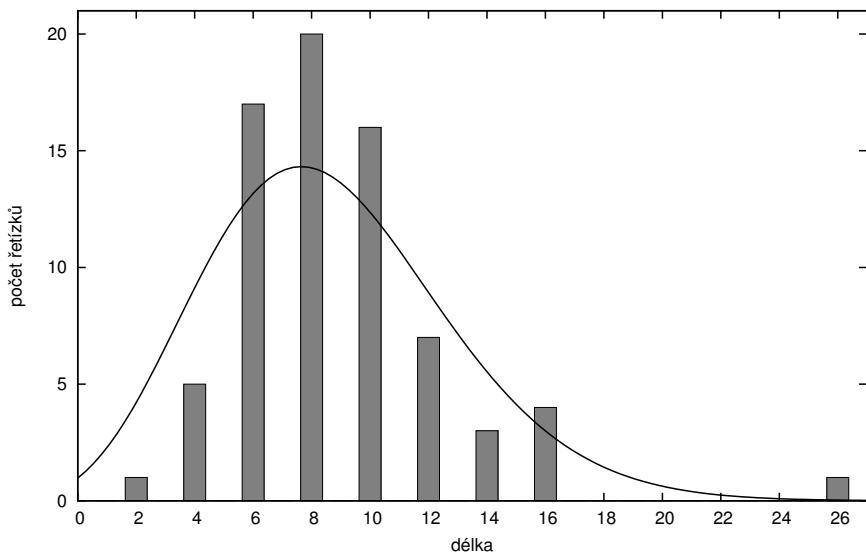
Pro analýzu jsme použili posloupnost snímků zmíněnou v sekci 7.2. Protože během snímání celé sekvence se délky pozorovaných řetízků téměř neměnily, provedli jsme jejich rozbor jen na jednom ze snímků. Všechny řetízky se skládaly ze sudého počtu atomů, neboť jsme nepozorovali žádná anomální zakončení, jež by se dala ztotožnit s jediným atomem (monomerem) na konci řetízku. To je v souladu s některými dalšími studiemi [18]. Tímto se hliník odlišuje např. od india, u něhož lze pozorovat i řetízky liché délky [8].

Obr. 7.3 znázorňuje histogram délek 44 řetízků, jež se na snímku nacházely. Délka vyjadřuje počet atomů, jež tvoří daný řetízek. Fitováním na Poissonovo rozdělení jsme získali střední délku řetízku:

$$\langle s_1 \rangle = 8,69 \pm 0,48.$$



Obrázek 7.3: Histogram rozdělení délek 44 řetízků vzniklých depozicí 0,09 ML hliníku na Si(100)2×1 při pokojové teplotě. Plná křivka je fit na Poissonovo rozdělení.



Obrázek 7.4: Histogram rozdělení délek 74 řetízků vzniklých depozicí 0,05 ML hliníku na Si(100)2×1 při teplotě 50 °C. Plná křivka je fit na Poissonovo rozdělení.

7.5 Měření při zvýšené teplotě

Druhý experiment byl proveden na téže aparatuře se stejným vzorkem, který byl opět důkladně vyčištěn žíháním na teplotu $\approx 1200^{\circ}\text{C}$. Před depozicí jsme ovšem zapnuli zahřívání vzorku proudem 71 mA při napětí 2,38 V. Tomuto příkonu odpovídá termočlánkem zkalirovaná teplota vzorku $(50 \pm 5)^{\circ}\text{C}$.

Přestože depozice hliníku proběhla se stejnými parametry jako v případě předchozího měření (proud vypařovadlem 8,51 A, čas 3 minuty), na základě pořízených snímků jsme zjistili, že pokrytí je jen asi 0,05 ML, čemuž odpovídá depoziční rychlosť $\approx 3 \times 10^{-4} \text{ ML/s}$.

Přibližně 20 minut po depozici jsme vypnuli zahřívání vzorku a nechali jsme jej půl hodiny tepelně relaxovat. Při skenování vzorku pomocí STM se nám nepodařilo dosáhnout takového rozlišení jako při předchozím měření a kompenzace driftu se ukázala jako obtížná, takže jsme nebyli schopni pořídit dostatečně dlouhou sekvenci snímků též oblasti pro pozorování dynamiky procesů. Nicméně jeden ze získaných snímků byl dostatečně kvalitní, abyhom mohli provést analýzu délky řetízků. Jednalo se o snímek oblasti s rozměry $70 \times 70 \text{ nm}^2$ pořízený při napětí na hrotu -2 V a tunelovém proudu $0,3 \text{ nA}$. Příslušný histogram délky řetízků je na obr. 7.4. Střední délka řetízku získaná fitováním na Poissonovo rozdělení v tomto případě vyšla:

$$\langle s_2 \rangle = 8,67 \pm 0,62.$$

7.6 Shrnutí a diskuze výsledků měření

Hliník vytváří při pokojové teplotě na povrchu Si(100)2×1 jak struktury stabilní (samostatné řetízky), tak útvary pohyblivé (dimery spojené „kolenem“, osamocené dimery). Frekvence přeskoků těchto pohyblivých objektů mezi adsorpčními pozicemi je dostatečně nízká, abyhom je byli schopni pozorovat pomocí STM za pokojové teploty.

Střední délka řetízků se zvyšuje s rostoucí teplotou, protože zároveň roste mobilita atomů po povrchu, a tedy i pravděpodobnost, že se deponované atomy připojí ke stávajícím řetízkům [7, 12]. V našem případě jsme při dvou různých teplotách dospěli k téměř shodným středním délkám $\langle s_1 \rangle = 8,69 \pm 0,48$ a $\langle s_2 \rangle = 8,67 \pm 0,62$, což může být způsobeno hned několika faktory.

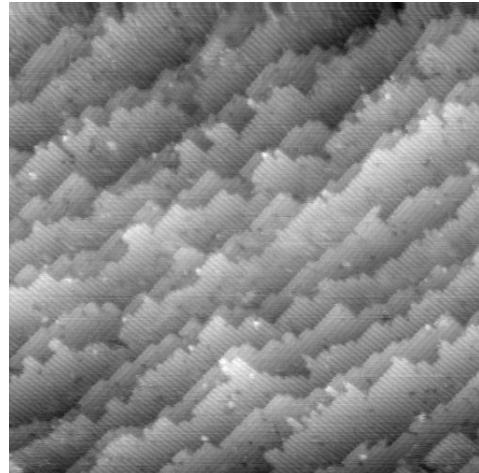
Nejzásadnější roli pravděpodobně hrál rozdíl v pokrytích, které bylo při prvním experimentu 0,09 ML a při zvýšené teplotě 0,05 ML. Zdá se, že zvýšená pohyblivost atomů při vyšší teplotě kompenzuje nižší pokrytí, a proto jsou

výsledné střední délky řetízků shodné. Tento vliv je zřejmý, přestože byly pro analýzu použity nepříliš velké statistické soubory – zejména v případě prvního měření mají hodnoty délek řetízků vyšší disperzi, což rovněž mohlo sehrát roli. K určení přesné teplotní závislosti střední délky řetízků by však bylo třeba měření opakovat pro více teplot, eliminovat rozdíly v množství naneseného materiálu a analyzovat délky řetízků na více snímcích různých oblastí.

7.7 Příprava rekonstrukce na nové aparatuře

Ačkoliv kvůli netěsnosti kryostatu byl nejnižší dosažitelný tlak v nové aparatuře přibližně 5×10^{-8} Pa, což je prakticky hraniční hodnota pro UHV experimenty, pokusili jsme se o přípravu vzorku a vytvoření rekonstrukce 2×1 .

Vzorek byl nejdříve důkladně odplyněn zahříváním po dobou dvou dní příkonem 3,5 W při tlaku nepřesahujícím 1×10^{-7} Pa. Žíhání vzorku probíhalo proudem 5,8 A po dobu 10 sekund. Ukázalo se, že tento proud je příliš vysoký, neboť došlo k lokálnímu natavení části vzorku a přesunu materiálu po povrchu. Přesto se nám podařilo najít oblast, kde byla rekonstrukce 2×1 zřetelně vidět, ačkoliv atomární terasy byly poměrně krátké (obr 7.5).



Obrázek 7.5: Zobrazení povrchu Si(100) s rekonstrukcí 2×1 pomocí STM při napětí na hrotu -2 V a tunelovém proudu $0,3$ nA. Je možné si všimnout, že dimerové řádky sousedních teras jsou vzájemně kolmé. Velikost zobrazené oblasti je 50×50 nm 2 .

Kapitola 8

Závěr

V rámci bakalářské práce jsem se seznámil s technikou STM, problematikou ultravakua a růstovým experimentem. Podílel jsem se na konstrukci a následném testování vypařovadla pro hliník, provedl jsem teoretický výpočet depoziční rychlosti a srovnal s výsledky testů. Extrapolací získaných dat jsem odhadnul, že pro dosažení depoziční rychlosti $0,001 \text{ ML/s}$ je třeba zahřívat spirálu vypařovadla příkonem asi $35,6 \text{ W}$.

Testování chladicího systému aparatury ukázalo, jaké další úpravy bude nutné provést ke zvýšení účinnosti chlazení. Zjistil jsem, že nedostatečná tepelná vodivost na rozhraní kapalného dusíku a stěn kryostatu má za důsledek zvýšení teploty na výměníku o $\approx 25 \text{ K}$ a že ve zbytku chladicího systému dominují radiacní ztráty, jež se dají efektivně potlačit instalací tepelného štítu. Tepelná vodivost safírové destičky, která elektricky izoluje vzorek od chladicího systému, se ukázala jako nedostatečná. Jedním z navrhnutých řešení bylo přesunutí destičky do přímého kontaktu s kryonádobou, neboť tepelná vodivost safíru při teplotách nižších než 100 K výrazně vzroste.

Na základě teoretických modelů energetických bariér pro přeskok hliníkových atomů po povrchu Si(100) jsem provedl odhad teplotních intervalů, v nichž lze přímo pozorovat přeskoky jednotlivých atomů pomocí STM. Vzhledem k předpovězenému anizotropnímu chování hliníku je pro pozorování přeskoků rovnoběžně s dimerovými řádky potřeba teplota substrátu méně než 110 K . Pro přeskoky kolmo na dimerové řádky by měla postačovat teplota okolo 160 K .

Diskutoval jsem několik metod, jak by se dalo přímé měření přeskoků atomů pomocí STM zpracovat pro získání hodnot energetických bariér. Jedná se o metody statistické, jež vyžadují provedení velkého množství pozorování a využívají poissonovský charakter těchto procesů.

Provedl jsem několik experimentů na STM, při kterých jsem pozoroval hliníkové řetízky na povrchu Si(100)2×1 vzniklé při pokojové teplotě a při teplotě 50 °C. Díky témto experimentům jsem se naučil připravit vzorek a samostatně ovládat STM. Na získaných snímcích jsem se snažil pozorovat dynamiku procesů, jež na povrchu probíhají při pokojové teplotě, a naměřená data jsem využil k vyzkoušení jedné ze statistických metod: analýze délek hliníkových řetízků. Zjistil jsem, že střední délky řetízků byly pravděpodobně ovlivněny rozdílným množstvím deponovaného materiálu při těchto dvou experimentech (0,09 ML resp. 0,05 ML) a že pro podrobnější určení vlivu mobility atomů na délky řetízků je potřeba zpracovat větší statistický soubor.

Přestože se kvůli netěsnostem UHV systému nepodařilo realizovat nízkoteplotní experiment, při němž bychom byli schopni přímo pozorovat přeskoky atomů, poskytla testovací měření provedená na nové aparatuře důležité informace pro budoucí experimenty: zejména parametry pro žíhání a odplyňování vzorku, poznatky o stabilitě nové STM hlavy a vlivu rušení.

Literatura

- [1] Alba M. A., Evans M. M. R., Nogami J., Zorn D., Gordon M. S., Evans J. W.: *Monotonically decreasing size distributions for one-dimensional Ga rows on Si(100)*, Phys. Rev. B **72**, 035426 (2005)
- [2] Alba M. A., Hsu C.-H., Putungan D. B., Chuang F.-C.: *Room temperature deposition of group III metals on Si(100): A Comparative Study of Nucleation Behaviour*, Surf. Sci. **604**, 396 (2010)
- [3] Barth J. V.: *Transport of adsorbates at metal surfaces: From thermal migration to hot precursors*, Surf. Sci. Rep. **40**, 75 (2000)
- [4] Dupas C., Houdy P., Lahmani M.: *Nanoscience: Nanotechnologies and Nanophysics*, Springer, 2007, 69–89
- [5] Hamers R. J., Köhler U. K.: *Determination of the local electronic structure of atomic-sized defects on Si(001) by tunneling spectroscopy*, J. Vac. Sci. Technol. A **7**, 2854 (1989)
- [6] Hossain M. Z., Yamashita Y., Mukai K., Yoshinobu J.: *Model for C defect on Si(100): The dissociative adsorption of a single water molecule on two adjacent dimers*, Phys. Rev. B **67**, 153307 (2003)
- [7] Itoh H., Itoh J., Schmid A., Ichinokawa T.: *Structures of low-coverage phases of Al on the Si(100) surface observed by scanning tunneling microscopy*, Phys. Rev. B **48**, 14663 (1993)
- [8] Javorský J., Setvín M., Ošťádal I., Sobotík P., Kotrla M.: *Heterogeneous nucleation and adatom detachment at 1-D growth of Indium on Si(100)-2×1*, Phys. Rev. B **79**, 165424 (2009)
- [9] Kocán P., Sobotík P., Ošťádal I., Javorský J., Setvín M.: *Stability of In rows on Si(100) during STM observation*, Surf. Sci. **601**, 4506 (2007)

- [10] Kučera M.: *Manipulace s atomy na povrchu křemíku pomocí rastrovacího tunelového mikroskopu*, Bakalářská práce (2009)
- [11] <http://www.mbe-komponenten.de/applications/al.html>
- [12] Nogami J., Baski A. A., Quate C. F.: *Aluminium on the Si(100) Surface: Growth of the First Monolayer*, Phys. Rev. B **44**, 1415 (1991)
- [13] O'Mara W. C., Herring R. B., Hunt L. P.: *Handbook of Semiconductor Silicon Technology*, Noyes Publications, 1990, 349–352
- [14] Ošťádal I., Sobotík P.: *Řádkovací tunelová mikroskopie – STM – historie, princip, konstrukce a příbuzné techniky*, Československý časopis pro fyziku **48**, 170 (1998)
- [15] Park J. Y., Seo J. H., Whanga C. N., Kim S. S., Choi D. S., Chae K. H.: *Structural determination of the low-coverage phase of Al on Si(001) surface*, J. Chem. Phys. **122**, 244723 (2005)
- [16] Pátý L.: *Fyzika nízkých tlaků*, Academia, Praha, 1968, 86–89
- [17] Prchal J.: *Teorie pravděpodobnosti ve sdělovací technice*, Praha, 1975, 77–81
- [18] Setvín M., Ošťádal I., Pudl J., Sobotík P.: *Aluminium Nanostructures on Si(100)-2×1: STM/STS Study*, WDS'09 Proceedings of Contributed Papers, Part III, 151 (2009)
- [19] Sobotík P., Kocán P., Ošťádal I.: *Direct observation of Ag intercell hopping in the Si(111)-(7×7) surface*, Surf. Sci. **537**, L442 (2003)
- [20] Swartzentruber B. S.: *Direct Measurement of Surface Diffusion Using Atom-Tracking Scanning Tunneling Microscopy*, Phys. Rev. Lett. **76**, 459 (1996)
- [21] Takeuchi N.: *Adsorption of group III and group V metals on Si(001): One-dimensional versus two-dimensional growth*, Phys. Rev. B **63**, 035311 (2000)
- [22] Weinelt M., Kutschera M., Schmidt R., Orth C., Fauster T., Rohlfing M.: *Electronic structure and electron dynamics at Si(100)*, Appl. Phys. A **80**, 995 (2005)