RIGAS TEHNISKĀ UNIVERSITĀTE

ELEKTROTEHNISKO UN ELEKTRONISKO MATERIĀLU UN TEHNOLOĢIJU INSTITŪTS

Pielaists aizstāvēties

Elektronikas un vakuumtehnikas tehnoloģiju un materiālu profesoru grupas vadītajs, prof. G. Sagalovičs

MAĢISTRA DARBS

HIDRODINAMISKU UN SILTUMA PĀRNESES PROCESU FIZIKĀLĀ MODELĒŠANA SILĪCIJA MONOKRISTĀLU AUDZĒŠANAS PROCESĀ PĒC ČOHRAĻSKA

METODES

(Tēmas nosaukums)

Transporta un mašīnzinību fakultātes Inženierzinātņu fizikas virziena maģistrants Aleksandrs Pedčenko (V.U., paraksts, datums)

Maģīstra darba vadītājs.... Leonīds Gorbunovs, Dr.Phys. (V.U., zin. nos., paraksts, datums)

Darba konsultants. Aleksandrs Klukins (V.U., paraksts, datums)

Rīga 2000 g.

ABSTRACT

The subject of present work is "Physical Simulation of Melt Hydrodynamics and Heat Transfer in Czochralski Single Silicon Crystal Growth".

Czochralski single crystal growth method nowadays is the main technique for producing high quality silicon ingots for modern electronic industry.

For better understanding of some physical phenomena in the semiconductor melts, such as thermogravitational convection mechanisms, convection caused by rotation of both the crucible and crystal during the growth process, electromagnetic melt stirring and the CUSP magnetic field influence on heat transfer in the crucible, some experimental investigations of these processes are needed.

As an alternative for highly expensive experiments on real growing furnaces, in the current work the author provides physical simulation of Czochralski single crystal growth process. During this work the experimental facility for physical simulation on low-temperature alloy of In-Ga-Sn was developed. The experimental facility allows simulate heat flows from the melt surface and crystal. The work also discuses the main results of this simulation at several regimes of the melt flows in the crucible: thermogravitational convection, convection driven by crystal and crucible rotation, convection forced by applying several electromagnetic field types: the alternating electromagnetic field, travelling magnetic field and CUSP magnetic field. These fields can be used to control the hydrodynamic flows of the melt and also for dumping temperature and velocity pulses in the melt.

The information, obtained during experiments can also be used as assistance for developing some numerical calculation codes and models of large-scale Czochralski growth systems.

ANOTĀCIJA

Monokristālu audzēšanas tehnoloģija pēc Čohraļska metodes mūsdienās ir galvenā augstas kvalitātes silīcija stieņu ražošanas tehnika. To kvalitāti, daudzos gadījumos, ietekmē hidrodinamiskie procesi, kas pastāv silīcija kausējumā augšanas laikā. Tādu procesu šķidrā silīcijā, ka termogravitācijas konvekcija, konvekcija, kas ir izraisīta ar kristāla un tīģeļa griešanu, elektromagnētiskā konvekcija labākai izpratnei, nepieciešams veikt daudzus eksperimentus, ko ļoti bieži veic reālajās silīcija augšanas iekārtās.

Tādi eksperimenti ir nepieciešami arī Čohraļska procesa skaitlisko modeļu izstrādei un pilnveidošanai.

Šie eksperimenti ir ļoti dārgi un mērījumi pusvadītāju kausējumos diezgan ierobežoti augstas temperatūras un vides agresivitātes dēļ un praktiski ļoti sarežģīti.

Kā alternatīva šādiem eksperimentiem, šī darbā tiek piedāvāta Čohraļska siltuma apmaiņas un hidrodinamikas fizikāla modelēšana. Darbā izstrādāts procesa fizikāls modelis, kas ļauj modelēt augstāk minētos procesus zemas temperatūras kausējumā – In-Ga-Sn eitektiskā savienojumā. Eksperimentālā iekārta ļauj modelēt siltuma plūsmas no kristāla un siltuma izstarojumu no kausējuma brīvās virsmas.

Darbā tika apskatīti dažādi hidrodinamisku plūsmu režīmi – termogravitācijas konvekcija kausējumā, piespiedu konvekcija, konvekcija, kas ir izraisīta ar elektromagnētisku lauku palīdzību: pulsējošu magnētisku lauku un skrejošu magnētisku lauku, ka arī apskatīta CUSP pastāvīga magnētiska lauka iedarbība uz hidrodinamiskiem un siltuma pārneses procesiem kausējumā. Šie lauki pēdējos gados tika piedāvāti, kā kausējuma plūsmu bezkontakta vadības līdzeklis.

Eksperimentālais darbs tika veikts Latvijas Universitātes Fizikas Institūtā MHDtehnoloģijas laboratorijā līguma ar vācu firmu "Wacker Siltronic GmbH" ietvaros. Informāciju, kas ir iegūta eksperimentāla darba laikā var pielietot liela diametra Čohraļska procesa skaitlisku modeļu izstrādē.

АННОТАЦИЯ

В настоящее время основная масса монокристаллического кремния для электронной промышленности производится вытягиванием слитка из расплава – методом Чохральского. В подавляющем большинстве случаев качество получаемого слитка напрямую зависит от характера гидродинамических течений, которые возникают в расплаве. Для усовершенствования технологических параметров процесса роста, а также для лучшего понимания таких процессов в расплаве, как термогравитационная и вынужденная конвекция, конвекция, связанная с применением переменных магнитных полей, необходим ряд экспериментальных исследований. В силу того, что температура плавления кремния достаточно высока и среда проявляет высокую агрессивность, стоимость таких экспериментов очень высока, и они ограничены в возможности измерений характеристик расплава во всем его объеме.

Как альтернатива таким экспериментам на реальном расплаве кремния, в данной работе предлагается физическое моделирование гидродинамики и процессов теплопереноса в расплаве в модели установки роста монокристаллов кремния по Чохральскому.

В процессе работы разработана физическая модель процесса, которая позволяет исследовать вышеупомянутые процессы на низкотемпературном сплаве – эвтектическом соединении In-Ga-Sn в тигле большего диаметра (50 см). В экспериментальной установке имеется возможность учитывать выделение тепла со свободной поверхности расплава (моделирование излучения с поверхности) и с поверхности кристалла, - т. о. адекватно моделировать температурное поле в расплаве.

В работе рассмотрены несколько режимов течения в тигле:

- термогравитационная (свободная) конвекция расплава;
- вынужденная конвекция, связанная с вращением кристалла, противовращением кристалла и тигля;
- течения, связанные с воздействием на расплав переменных магнитных полей, бегущего и пульсирующего поля;
- воздействие на расплав постоянного аксиально-радиального магнитного поля (CUSP);

Особенностью предложенной физической модели является возможность изучения влияния перечисленных выше магнитных полей, которые могут быть предложены в качестве дополнительного бесконтактного метода управления гидродинамикой расплава и прямой перенос результатов на реальный процесс выращивания монокристаллов кремния.

Экспериментальная работа была проведена в Институте Физики Латвийского Университета по контракту с немецкой фирмой "Wacker Siltronic". Полученные результаты могут быть использованы для разработки и уточнения численных моделей процесса роста кристаллов большего диаметра (240 – 300 мм).

DARBA SATURS

IEVADS

- 1. TRADICIONĀLAS ČOHRAĻSKA METODES APSKATS
 - 1.1. Siltuma un masas pārnese Čohraļska procesā
 - 1.2. Konvektīvas siltuma apmaiņas mehānismi tīģelī Čohraļska procesā
 - 1.3. Starpfāzu robeža
 - 1.4. Piemaisījumu sadales neviendabīgums
 - 1.5. Magnētisku lauku pielietošana monokristālu audzēšanā
- 2. PĒTNIECISKA DARBA PAMATOJUMS
- 3. ČOHRAĻSKA PROCESA FIZIKĀLĀS MODELĒŠANAS PRINCIPI
 - 3.1. Modeļa izstrāde
- 4. EKSPERIMENTĀLĀS IEKĀRTAS KONSTRUKCIJA
 - 4.1. Tīģelis
 - 4.2. Sildītājs
 - 4.3. Kristāla modelis
 - 4.4. Kausējuma virsmas siltuma izstarojuma modelēšana
 - 4.5. Magnētisku lauku induktors
 - 4.6. Sensora pārvietošanas mehānisms
- 5. MĒRĪJUMU TEHNIKA
 - 5.1. Temperatūru mērīšana kausējumā
 - 5.2. Lokālu ātrumu mērīšana kausējumā
 - 5.3. Eksperimentu procedūra
- 6. HIDRODINĀMIKAS UN SILTUMA PĀRNESES EKSPERIMENTĀLĀ PĒTĪŠANA KAUSĒJUMĀ BEZ ELEKTROMAGNĒTISKĀS IEDARBĪBAS
 - 6.1. Kausējuma līmenis H=140 mm
 - 6.1.1 Izotermisks režīms
 - 6.1.1. Neizotermisks režīms
 - 6.2. Kausējuma līmenis H=70 mm
- 7. HIDRODINAMIKAS UN SILTUMA PĀRNESES EKSPERIMENTĀLĀ PĒTĪŠANA KAUSĒJUMĀ AR ELEKTROMAGNĒTISKO IEDARBĪBU UZ TO
 - 7.1. AC lauka iedarbības pētīšana
 - 7.1.1. Kausējuma līmenis H=140 mm
 - 7.1.2. Kausējuma līmenis H=70 mm
 - 7.2. Skrejošo elektromagnētisku lauku (TF) iedarbības pētīšana
 - 7.2.1. Kausējuma līmenis H=140 mm
 - 7.2.2. Kausējuma līmenis H=70 mm
 - 7.3. CUSP pastāvīga magnētiskā lauka iedarbības pētīšana
- 8. REZULTĀTU ANALĪZE, SECINĀJUMI
 - 8.1. Modelis
 - 8.2. Secinājumi
- 9. LITERATŪRA.

IEVADS

Pašreizējā situācija monokristāliskā silīcija industrijā.

Pieprasījums pēc pusvadītāju ierīcēm pasaulē aug ar tādu ātrumu, ka plānojamais ierīču skaits, ko ražos 2005. gadā, būs apmēram 10 reizēs lielāks par šīsdienas skaitu. Pēc [7], kopīgais monokristāliskā silīcija pieprasījums 2005. gadā varētu sasniegt ap 5970 tonnas mēnesī. Uzskatot ka derīgu kristālu skaits ir ap 60%, šis lielums jāpaaugstina līdz 10000 tonnām mēnesī. No pašreizējā silīcija monokristālu apjoma 5% ražo ar Bridžmena metodi – pārējo ar Čohraļska (Cz) tehnoloģiju.

Čohraļska silīcija monokristālu audzēšanas tehnoloģija turpina attīstīties daudzu pēdēju gadu laikā, augot kristālu diametram, kā arī defektu un piesārņojumu līmeņu samazināšanas ziņā. Pašlaik pielieto 200 mm silīcija plāksnes, kaut gan 300 mm plākšņu pielietošana tikai sākas. Silīcija monokristālu kvalitāte, ko ražo šodien ir iespaidīga, bet tomēr tuvākā nākotnē paredzama tālāka tehnoloģijas pilnveidošana un silīcija stieņu kvalitātes uzlabošana. Pašreiz lielāko daļu no silīcija plāksnēm pielieto MOSFET ierīču (tādu kā DRAM) ražošanai. Epitaksiālās plāksnes (t.i. 2-4 mkm biezs epi slānis uz ap 0.7 mkm substrāta plāksnes) tiek lietotas bipolāru integrālu shēmu (ICs) izgatavošanai, ieskaitot ASIC un mikroprocesorus. Līdz ar 256 Gbit DRAM un bipolāru ICs ar 180 miljonu tranzistoru tehnoloģiju attīstību, epitaksiālas plāksnes, tādas kā SOI (silicon-on-insulator) tiks vairāk lietotas kopā ar Cz plāksnēm.

Semiconductor Industry Association (SIA) izstrādāja prasības monokristāliskam silīcijam VLI/ULSI ierīču izgatavošanai 1995.-2010. gadiem. Tai skaitā arī 200 mm plāksnēm. No mehānisku īpašību klāsta var minēt plākšņu virsmas plakanums 0.23 mm 22x22 mm² platumā. Slīpētu plākšņu virsmas maksimālais nelīdzenums var būt ≤0.2 nm. Rekombinācijas un ģenerācijas laiki nepamata lādiņu nesējiem silīcijā atbilstoši ir 500 un 2000 ms. Skābekļa koncentrācijai jābūt 24-33 ppma robežās ar radiālā sadalījuma neviendabīgumu labāku par 5%. Dislokāciju pastāvēšana liela izmēra kristālos ir pilnīgi izslēgta. Defektu blīvumam, kas rodas no oksidēšanas skābeklī pie 1000°C tehnoloģiskā procesa laikā, jābūt ne vairāk par 2 uz cm².

Pusvadītāju ULSI ierīču pašizmaksas samazināšanai, pašlaik un tuvākā nākotnē, silīcija stieņu ražotājiem būs jāpāriet uz 300-400 mm plākšņu lietošanu. Liela diametra Čohraļska augšanas iekārtas var būt tas pašas 200 mm stieņu modificētas iekārtas ar palielinātiem ģeometriskiem izmēriem un uzlabojumiem. 300 mm Čohraļska augšanas iekārtā liela diametra 32 collu tīģelī jāiekrauj daudz vairāk silīcija (>300 kg). Kristālu defektu kontrole šādās iekārtas ir nopietna problēma.

Tā kā komerciālā 300 mm plākšņu ražošana tikai sākās, nepieciešamas kvalitātes prasības tika atjaunotas 1999. gadā "*International Technology Roadmap of Semiconductors*" [8], tai skaitā arī prasības par skābekļa saturu silīcijā.

Skābeklis silīcijā savstarpēji sadarbojas ar punktu defektu sablīvējumiem ("stacking faults"). Rodas skābekļa precipitāts, ko pastiprina vakances. Tās var būt par iemeslu defektu krāšanai augstu temperatūru procesu laikā. Šodien sasniedzamais skābekļa līmenis 200 mm plāksnēs ir 19-31 ppma (ASTM 1979).

Tīģeļa diametram palielinoties, konvektīvas kustības raksturs kausējumā kļūst stipri turbulents. Skābeklis ieiet silīcijā no šķīstošām kvarca tīģeļa sienām un nokļūst pie fāzu pārejas robežas ar konvekciju starpniecību.

300 – 400 mm diametru kristālu ražošanā var efektīvi pielietot CUSP MCZ tehnoloģiju [9] ne tikai lai kontrolētu skābekļa daudzumu, bet arī uzlabotu kristāla kvalitāti piemaisījumu viendabīguma ziņā – temperatūras fluktuāciju samazināšanai, lai nodrošinātu stabilus augšanas apstākļus.

2000 – 2005. gadu laikā varēs efektīvi pielietot CUSP MCZ metodi lielajās Čohraļska sistēmās lai nodrošinātu minimālu skābekļa saturu 18-31 ppma (vai mazāk) un radiālo skābekļa koncentrācijas gradientu ne vairāk par 5%.

Izcils progress silīcija monokristālu izmēru palielināšanā, skābekļa sadalījuma viendabīgumā un materiāla tīrībā noveda pie liela nepamata lādiņa nesēju "dzīves laikam" un mazām *OISF (Oxidation Indused Stacking Faults*) defektu blīvējumiem. Šodien 200 mm plāksnes atbilst visām materiāla sākuma prasībām, ko izvirza jauno pusvadītāju ierīču tehnoloģijas. Bet tomēr ieejot ULSI ierīču ērā, palielinot plāksnes diametru līdz 300 mm un vairāk, sakaram starp kristāla augšanas apstākļiem un kristāliskās struktūras defektiem un to iespaidam uz ierīču darbību, jābūt pastāvīgi saskaņotiem un atjaunotiem. Tāpat arī tālāka augšanas tehnoloģijas pilnveidošana un optimizēšana ir vajadzīga lai sasniegtu augstākus MOSFET (DRAM) ierīču ātrdarbības radītājus, to drošību un palielinātu derīgo ierīču skaitu.

1. TRADICIONĀLAS ČOHRAĻSKA METODES APSKATS.

Čohraļska metodē polikristālisko silīciju vispirms sakarsē kvarca tīģelī. Galvenokārt pielieto rezistīvos sildītājus, kaut gan lieto arī sistēmas ar induktīvo sildīšanu. Kad ir sasniegts vajadzīgais temperatūras lauks, kristāla audzēšanu uzsāk ar neliela monokristāliska sākumkristāla pieskārienu kausējuma virsmai. Komerciālajās monokristālu audzēšanas sistēmās izvēlas <100> un <111> kristālu orientāciju vertikālajā virzienā. Cilindriskais monokristāls aug vertikāli no kausējuma ar pastāvīgu diametru, izņemot sākums fāzi, kamēr sasniedz nepieciešamo kristāla diametru, un augšanas beigu fāzi. Tas parasti prasa, lai augšanas ātrums vai sildītāja jauda tiku regulēta procesa laikā. Papildus vēl kristālu un tīģeļi griež pretējos virzienos ar leņķiskajiem ātrumiem ω_c un ω_t . Griešana palielina efektīvo aksiālo simetriju un pretimgriešana izveido izolēto virpuļa šķidruma plūsmu zem kristāla, kas samazina kristāla piesārņojumu.



Zīm.1.0. Čohraļska iekārtas konstrukcija.

Augšanas sākuma stadijā, līdz sasniedz pastāvīgu kristāla rādiju, kristālam jāaug kādu laiku ar tievu "kakliņu" un palielinātu ātrumu, lai izvairītos no dislokācijām tajā. To sauc "*Dash* (rāviena) *technique*". Tāpat arī beigu stadijā, pirms kristāla atdalīšanas no virsmas, tā rādijam pakāpeniski jāsamazinās, lai izvairītos no dislokāciju virzīšanas augšup pa kristālu "termiska šoka" dēļ. Shematiska Čohraļska metodes iekārtas konfigurācija paradīta Zīm.1.0.

Tīģelis ir izgatavots no stiklveidīga silīcija (kvarca) un ievietots izturīgākā grafīta tīģelī, jo kvarcs pie silīcija kušanas temperatūras kļūst mīksts. Inertās gāzes nepārtrauktā plūsma aiznes lielāko skābekļa daļu no augšanas zonas. Inertās gāzes

spiediens parasti ir starp 10 un 50 mbar vai tuvu atmosfēras spiedienam.

Skābeklis ieiet kausējumā no šķīstošām kvarca tīģeļa sienām un ar konvektīvām plūsmām tiek nests uz šķidruma virsmu, no kuras daļēji iztvaiko pirms sasniedz robežu starp fāzēm. Skābeklis ir nevēlams piemaisījums silīcijā. Pareizāk sakot, vēlams tā vienmērīgs sadalījums gar kristāla rādiju. Tas vajadzīgs silīcija plākšņu elektrisko un mehānisko īpašību vienmērīgumam. Galvenā Čohraļska metodes priekšrocība ir pastāvīgs kristāla rādijs, programmējams piemaisījumu un piesārņojumu sadalījums kristālā.

Augošam kristālam ir jābūt brīvam no dislokācijām. Par laimi, bezdislokāciju augšana ir samērā stabila normālos apstākļos. Pēc pirmās dislokācijas parādīšanās dislokācijas strauji vairojas un kristāls kļūst nederīgs.

Kristāla kvalitāti galvenokārt nosaka piemaisījumu un piesārņojumu sadalījuma homogēnitāte,

nevēlamo piesārņojumu daudzums un kristāliskās struktūras nevainojamība. Daudzos gadījumos šos parametrus nosaka hidrodinamiskās plūsmas šķidrā silīcijā. To noteikšanai pielieto daudzveidīgas skaitliskās modelēšanas metodes, kuru galvena problēma ir uzdevuma komplicētība un liels parametru daudzums.

Mikroskopiskie modeļi var modelēt strāvu un temperatūru laukus, brīvas virsmas, termiskos spriegumus, piemaisījumu pārnesi, "magnētisko" (MCZ) un "ilgstošu" (CCZ) Čohraļska procesus. Skaitliskās modelēšanas metodes var pielietot informācijas saņemšanai par sarežģītām savstarpējām iedarbībām šķidrumā un principā procesa konfigurāciju optimizēšanai. Turklāt, augstas temperatūras augšanas laikā traucē sensoru lietošanu un tas ir viens no iemesliem empirīsku datu trūkumam par Čohraļska procesu un it īpaši par hidrodinamiskām plūsmām tīģelī. Cits iemesls tam, ka mērījumi kausējumā ir ļoti sarežģīti ir tas, ka šķidrs silīcijs viegli un ātri reaģē ar lielāko materiālu daļu, korodē ar mērīšanas ierīcēm un pārnes piesārņojumus kristālā.

1.1. SILTUMA UN MASAS PĀRNESE ČOHRAĻSKĀ PROCESĀ.

Siltuma pārneses fizikālie mehānismi Čohraļska procesā ir kausējuma siltumvadamība, starojuma siltuma apmaiņa starp visām virsmām un trīs dažādi konvekcijas mehānismi kausējumā. Zim.1.0.1. un 1.0.2. paradītas siltuma plūsmas Čohraļska procesa laikā.

Siltums pāriet no grafīta sildītāja kausējumā galvenokārt horizontālajā virzienā. Viszemākā temperatūra kausējumā ir pie kristalizācijas robežas, - apmēram 1420 °C – silīcija kristalizācijas temperatūra. Izņemot fāzu pārejas robežu, ir divas zonas, kur kausējums zaudē siltumu. Tas ir kausējuma brīva virsma un tīģeļa apakšēja centrāla daļa, kura ir vairāk vai mazāk atdzēsās siltumam plūstot caur tīģeļa vārpstu. Šī plūsma ir atkarīga no vārpstas konstrukcijas, tīģeļa pozīcijas sildītājā. Augšanas procesa sākumā tīģelis atrodas viszemākajā pozīcijā salīdzinot ar augšanas beigu stadiju, kad tīģelis ir pacelts visaugstāk virs sildītāja lai nodrošinātu kristalizācijas frontes pastāvīgu temperatūru. Tātad tīģeļa vārpsta atņem siltumu tikai sākuma stadija, bet vēlāk, un it īpaši augšanasaugot, samazinās, tīģeļa sienu atsegta virsma palielinās. Līdz ar to palielinās arī siltuma



Zīm. 1.0.1. Sakuma augšanas stadija

Zīm 1.0.2. Beigu augšanas stadija

starojums no iekšējas tīģeļa sienu virsmas (Zīm. 1.0.2). Siltums plūst augšup caur grafīta tīģeļi, kuram ir laba siltumvadamība un starojuma emisivitāte. Starojumu absorbē kristāls un gareniskais gradients tajā samazinās. Līdz ar to izotermu forma kristālā kļūst plakanāka un siltums no kristalizācijas robežas tiek novadīts lēnāk. No tā izriet divi efekti:

- kristāla garumam palielinoties ir jāsamazina augšanas ātrumas;
- kristāls atrodas ilgu laiku augstas temperatūras laukā tas var ietekmēt to kvalitāti.

Augstu temperatūru dēļ, termiskā starojuma daļa no kausējuma brīvās virsmas, neskatoties uz nelielu šķidra silīcija emisivitāti, ir samērā liela. Lielu siltuma daļu kausējums zaudē siltumvadamības dēļ – caur kristālu un caur tīģeļa centrālo apakšējo daļu. Ļoti augstas tīģeļa pozīcijas gadījumā, kausējums arī varētu atdzēst caur tīģeļa sānu sienam, kuras šajā gadījumā augsti paceļas virs atlikušā kausējuma un siltums ieplūst šķidrumā galvenokārt caur tīģeļa apakšējo daļu. Siltuma zudumi no SiO iztvaikošanas ir samērā mazi salīdzinot ar izstarojuma un siltumvadamības ceļā zaudēto siltumu.

Radiālā sildīšana kopā ar jau minētiem siltuma zudumiem aksiālā virzienā noved pie liela temperatūras gradienta kausējumā. Tas paaugstinās arī kausējuma apjomam palielinoties. Bez tam palielinot arī tīģeļa diametru, ir jānodrošina augstāku tīģeļa sienu temperatūru, lai saglabātu konstantu temperatūru uz kristalizācijas robežas.

1.2. KONVEKTĪVĀS SILTUMA APMAIŅAS MEHĀNISMI TĪĢEĻĪ ČOHRAĻSKA PROCESĀ.

Lielu temperatūras gradientu dēļ, kausējumā pastāv blīvuma gradienti. Šķidra silīcija maza viskozitāte noved pie intensīvas konvekcijas attīstības kausējuma. Tīģelī Čohraļska procesā laikā pastāv sekojoši konvekcijas veidi:

- *piespiedu konvekcija*, kura ir saistīta ar krist ala un tīģeļa rotāciju; to intensitāti nosaka Reinoldsa skaitlis:

Re=wl/v,

kur w – raksturīgais ātrums, l – raksturīgais garums, v – kinemātiskā viskozitāte;

termogravitācijas konvekcija, kurai par iemeslu ir temperatūras gradienta pastāvēšana šķidrumā
– to nosaka Grashofa skaitlis:

$$Gr = \frac{g\beta\Delta Th^3}{v^2}$$

kur: β - termiskais tilpuma izplešanās koeficients, ΔT - raksturīgais temperatūras gradients kausējumā, h - kausējuma raksturīgais izmērs, ν - kausējuma kinemātiskā viskozitāte.

- *termokapilāra konvekcija*; saistīta ar virsmas spraiguma koeficienta atkarību no temperatūras (Marangoni skaitlis);

Konvekcijai ir dominējošā loma hidrodinamisko struktūru veidošanā Šķidrajā fāzē, tā padara plūsmu raksturu ļoti sarežģītu un haotisku, īpaši, ja visi trīs konvekcijas mehānismi savstarpēji iedarbojas uz šķidrumu.



1.2.1. Termogravitācijas konvekcija

Augstas kvalitātes kristālu ieguvei ir svarīga siltuma režīma nemainība augšanas laikā. Temperatūras gradienta izmaiņas kausējuma izraisa augšanas ātruma momentānas svārstības, tāpēc ka fāzu pārejas robeža cenšas sakrist ar izotermu, kas atbilst kušanas temperatūrai.

Termogravitācijas konvekcija sākas kausējumā, ja pastāv temperatūras gradients starp tīģeļa sienām un šķidruma virsmu, kad šķidrums paceļas pie tīģeļa sānu sienām un nolaižas centrā. Tas veido kausējumā meridionālas plūsmas, kas plūst, karstam šķidrumam paceļoties gar tīģeļa sienām, tālāk pie kausējuma virsmas tuvojas kristālam, un beidzot, atdziestot, nolaižas lejā centrālajā tīģeļa zonā (Zīm. 1.1). Tādai situācijai atbilst temperatūru sadalījums Zīm.1.1a. [1]

Uz virsmas šķidrums atdziest galvenokārt starojuma dēļ apkārtējā vidē (neliela siltuma daļa aiziet caur kristālu siltumvadamības dēļ). Tā atdzišanas ātrums ir atkarīgs no temperatūras virs šķidruma virsmas. Atdziestot šķidrums sāk nolaisties apakšslāņos. Līdz ar to veidojas neviendabīga termogravitācijas konvekcija, kura izraisa īslaicīgas temperatūras fluktuācijas kausējumā. To pulsāciju amplitūda palielinās ar temperatūras gradienta pieaugumu. Kausējuma temperatūras fluktuācijas fāzu pārejas tuvumā noved pie augšanas ātruma fluktuācijām, kas izraisa piemaisījumu segregācijas koeficienta izmaiņas. Ar to izskaidrojams tā saucamais "svītrainais neviendabīgums". Līdz ar to kristāla defektu lielākas daļas izcelšanās iemesls ir tieši temperatūras pulsācijas, kuras vienmēr pastāv tādās sistēmās kā Čohraļska process. Tādejādi, lai samazinātu temperatūras pulsācijas, ir jāsamazina vertikālo un horizontālo temperatūru gradientus tīģelī. Tomēr reālajās Čohraļska iekārtās ievērojama gradientu samazināšana nav iespējama, jo kristāla augšana kļūst nestabila.

Cits veids, kā samazināt temperatūras fluktuācijas, ir enerģiska kausējuma maisīšana – diezgan spēcīga, lai apspiestu konvektīvas temperatūras fluktuācijas, Šim mērķim lieto kristāla un tīģeļa griešanu.

1.2.2. Konvekcija kas saistīta ar tīģeļa un kristāla griešanu.

Lai paaugstinātu sistēmas aksiālo simetriju, parasti kristālu un tīģeli griež pretējos virzienos. Viens no iemesliem arī ir tas, ka rotācija var apspiest termiskas konvekcijas izraisītas šķidruma plūsmas. Kristālam rotējot, kausējumā centrifugālo spēku dēļ veidojas plūsmas, kuras pārvieto šķidrumu no kristāla malas uz centru, zem kristāla virsmas, kur veidojas diezgan stabils šķidruma virpulis. (Zīm. 1.2.[1]). Tīģelim rotējot, šis virpulis deformējas, tas saspiežas pie centra un zem kristālā veidojas vājš pretējā virzienā rotējošs virpulis, kurš var pazust rotācijas ātrumam palielinoties. (Zīm. 1.2a; Re=10⁴).

Līdz ar to šķidrumā var sasniegt tādu temperatūras lauku, kurš līdzīgs temperatūras sadalījumam cietā ķermenī, vai šķidrumam ar lielu viskozitāti. (Zīm. 1.2b; Gr=10⁹; Re=10⁴)

1.2.3. Skābeklis silīcijā

Skābeklis veido donoru līmeņus cietā silīcija monokristālā. Skābekļa klātbūtnei silīcijā ir kā negatīva, tā arī pozitīva nozīme. Tas ir atkarīgs no absolūtās skābekļa koncentrācijas materiālā. Ja pusvadītāju ierīču izgatavošanas ciklā skābeklis atrodas pie plāksnes pulētās virsmas, tad skābeklis rada negatīvu efektu. Šajā gadījumā elektroniski aktīvās plāksnes zonās veidojas liela salikšanas defektu (*''stack-ing faults''*) koncentrācija, kas var izraisīt ierīču darbības traucējumus.

Skābekļa defektu veidošanos pie plāksnes aktīvās virsmas novērst ar attiecīgu pusvadītāju ierīču tehnoloģijas pielietošanu, kas nodrošina skābekļa defektu novirzīšanu no aktīvas virsmas uz ārējo, apakšējo plāksnes virsmu. Šajā gadījumā režģa defekti pie apakšējas plāksnes virsmas rada labvēlīgas īpašības: pirmkārt tie strādā par getteru centriem metālu piemaisījumiem ar labu difūzijas spēju – Cu, Fe, Na, Ag utt. (t.s. "iekšēja getterēšana"). Otrkārt skābekļa defekti maina kristālrežģa īpašības un

līdz ar to ierobežo dislokāciju kustību. Iekšējo getterēšanu var ļoti veiksmīgi pielietot ULSI ierīču ražošanā.

Skābekļa īpaši lielas koncentrācijas pat uz plāksnes ārējas virsmas var izraisīt plākšņu bojāšanu pie lielām temperatūrām. Šādos apstākļos ap skābekļa defektiem veidojas dislokācijas, kas pie lielām temperatūrām var būt ļoti kustīgas un sasniegt plāksnes virsmu.

Skābeklis reaģē ar tīģeļa kvarcu sekojoši:

$$Si + SiO_2 \rightarrow 2SiO$$

Pašlaik nav zināms kādā veidā skābeklis ieiet cietā silīcijā: kā SiO vai kā O. Bet skaidri zināms ir tas, ka pēc transportēšanas caur kausējumu, skābeklis intensīvi iztvaiko no kausējuma virsmas. Līdz ar to var būt divas pieejas skābekļa koncentrācijas samazināšanai silīcijā: 1) veidot tādas plūsmas kausējumā, kas ļauj skābeklim iztvaikot visintensīvāk no brīvas virsmas un hidrodinamiski izolēt kausējuma zonu zem kristālā no parējā kausējuma tilpuma; 2) apspiest kausējuma kustību pie tīģeļa sienas un, līdz ar to izveidot pie tās nekustīgu kausējuma slāni, skābekļa pārnese kurā notiek galvenokārt ar molekulāras difūzijas palīdzību.

Lielu ietekmi uz skābekļa saturu kausējumā atstāj kristāla un tīģeļa griešanas režīms. Vislielākām skābekļa koncentrācijas līmenim saskaņā ar [3] jābūt gadījumā kad griež tikai kristālu. Šajā gadījumā hidrodinamiskās plūsmas ir virzītas tā, ka pie kausējuma virsmas šķidrums plūst no kristāla uz tīģeļa perifēriju. Skābekļa iztvaikošanas ātrums šajā gadījumā nav liels. Pastāv arī tieša masas apmaiņa starp tīģeļa dibenu un kristālu, kas izraisa lielu skābekļa satura līmeni kristālā.

Kristāla un tīģeļa pretīmgriešanās gadījumā tiešas masas apmaiņas starp tīģeļa sienu un kristalizācijas robežu nepastāv. Pēc [3] skaitliskas modelēšanas datiem zem kristāla veidojas izolēta no pāreja kausējuma šķidruma plūsma (sk. Zīm.1.2), kur skābekļa koncentrācijai jābūt mazākai, nekā visā kausējuma tilpumā.

1.3. STARPFĀZU ROBEŽAS FORMA.

Labas kvalitātes kristālu iegūšanai ir nepieciešams lai augšanas laikā saglabājas kristalizācijas frontes forma pēc iespējas tuvāka plakanai. Tam nepieciešams lai izotermas kausējumā pie kristalizācijas robežas būtu perpendikulāras augšanas virzienam. Šīs nosacījums izpildās ja siltuma pamātplūsma ieiet augoša kristālā un radiāla siltuma plūsma ir maza:

$$dT/dz = const; \ dT/dr = 0; \tag{1.1}$$

(z-vertikāla koordināte, r-radiāla koordināte cilindriskā koordinātu sistēmā.)

Kristalizācijas siltumam jāplūst no kausējuma uz kristālu (Zīm.1.3.Q_{in}) un:

- siltumvadamības dēļ izkliedēties caur kristāla turētāju (Zīm.1.3. Q_c);

- starojuma siltumatdeves dēļ izstaroties no kristāla virsmas (Zīm.1.3.Q_r);

Siltuma izkliedēšanās intensitāte nosaka maksimāli iespējamo kristāla augšanas ātrumu. Ja augšana ir vadāma, tad kristalizācijas robeža ir nekustīga. Tas nozīme, ka augšanas ātrums ir vienāds ar kristāla vilkšanas ātrumu. Reālajā iekārtā nosacījums (1.1) neizpildas un dT/dr \neq 0, tāpēc kā $Q_r \neq 0$. Siltums Q_r arī nosaka kristalizācijas frontes formu. Ja $Q_r>0$, tad siltums izdalās no kristāla sānu virsmas un kristāla iekšpusē temperatūra ir lielāka nekā uz virsmas, tādejādi izotermu forma kristāla, un līdz ar to arī kristalizācijas frontes forma ir izliekta uz augšu. Ja iekārtas kamerā pastāv tādi temperatūras lauki, ka Qr<0 (kristāls absorbē siltumu; piemēram beigu stadijā, kad kausējuma līmenis ir zems un kristāls absorbē starojuma siltumu no tīģeļa sienām), tad kristalizācijas frontes forma ir ieliekta. Ar apkārt kristālam speciālu siltumekrānu palīdzību var panākt $Q_r \approx 0$, tad fāzes robeža ir gandrīz plakana.



Zīm.1.3. Temperatūras sadalījums un siltuma plūsmas Čohraļska iekārtas kamerā.

Siltuma pārnese Čohraļska iekārtas kamerā galvenokārt notiek ar starojuma palīdzību un tas uzstāda noteikumus netikai kristālam un tīģelim, bet arī apkārtējai ģeometrijai. Skaitliskos aprēķinos temperatūras robežnosacījumiem kamerā jābūt noteiktiem vairāk vai mazāk patvaļīgi starojuma siltuma apmaiņa noslēgta vidē ir nelineāra, kad katra punkta temperatūra ir viennozīmīgi atkarīga no visām virsmām, kuras dotais punkts "redz" (Zīm.1.3.), sistēmai ir sarežģīta ģeometrija ar daudzām ēnu virsmām, kas arī noved pie diezgan laika ietilpīgas skaitliskas modelēšanas, kas prasa labu izstarojošo virsmu diskretizāciju. Bet salīdzinot ar konvektīvu siltuma apmaiņu, šajā gadījumā, protams, nav fundamentālu sarežģījumu.

1.4. PIEMAISĪJUMU SADALES NEVIENDABĪGUMS.

1.4.1. Gareniskais neviendabīgums

Kristalizācijas laikā piemaisījumu koncentrācija cietā kristālā parasti ir mazāka par to koncentrāciju šķidrajā fāzē. Līdz ar to, kristālam augot, kausējumā piemaisījumu saturs pieaug. Šis efekts zināms kā "segregācija". Kad piemaisījumu koncentrācijas ir samērā nelielas (≤1%), pastāv sekojošs likums:

 $k=C_S/C_L$, kur C_S un C_L – piemaisījumu koncentrācijas kristālā un šķidrumā; k – segregācijas koeficients. Aprakstot piemaisījumu sadalījumu kristālā, lieto efektīvā segregācijas koeficienta modeli, kurā tiek ņemts vērā fāzu pārejas robežas kustība (Bartona, Prima un Slihtera modelis [3]). Sākumā šķidrumā visu komponentu koncentrāciju sadales uzskata par homogenām, bet fāzu robežas kustības rezultātā piemaisījumu koncentrācija šķidrajā fāzē palielinās (k<1). Sakarā ar to stacionāru koncentrācijas sadali (t.i. $dC_L/dt=0$ uz fāzes robežas un $dC_s/dx=0$) var nodrošināt tikai gadījumā ja:

- šķidruma apjoms ir bezgalīgi liels;
- $C_{s} = C_{L}$
- visas kausējuma komponentes, kas tika izņemtas no kausējuma nepārtraukti atgriežas tajā;

Sākuma un kristāla beigu daļās, kas aug nestacionāros apstākļos, vienmēr ir neviendabīga piemaisījumu sadale.

Bartona-Prima-Slihtera modeļa ietvaros tiek uzskatīts, ka uz fāzu pārejas robežas segregācijas koeficientam ir pastāvīgs lielums k_{a} . Piemaisījumu difūzija tiek apskatīta tikai šķidrumā (ar D =const). Siltuma apmaiņu ņem vērā tikai ar pastāvīgu fāzu robežas ātruma starpniecību. Cits šī modeļa pieņēmums ir tas, ka koncentrācijas sadalījums šķidrumā atkarīgs no koordinātes tikai robežslāņa robežās. Ārpus robežslāņa ar biezumu δ, kausējums ir pilnīgi homogens konvektīvas masas pārneses dēļ. Segregāciju apraksta efektīvais segregācijas koeficients k_{eff} [2]:

 $C_s = C_L \circ k_{eff}$, kur $C_L \circ$ - piemaisījumu koncentrācija šķidrumā tālu no kristalizācijas robežas,

$$k_{eff} = \frac{k_0}{k_0 (\rho_l / \rho_s) + [1 - k_0 (\rho_l / \rho_s)] \exp(-R(\delta / D)]} , \qquad (1.2)$$

R – augšanas ātrums, ρ_L un ρ_s – šķidruma un cieta kristāla blīvums, D – kausējuma difūzijas koeficients, $k_0 = k_{eff (R=0)}$. Robežslāņa biezumu δ var izteikt ar bezdimensionālo kritēriju – koncentrācijas Pekle skaitli [3]:

$$Pe = \frac{R_{ef}\delta_c}{D} + \frac{w_n\delta_c}{D} , \qquad (1.3)$$

kur w_n – kristalizācijas frontei perpendikulārā šķidruma ātruma komponente, $R_{ef} = R(\rho_L/\rho_S)$, δ_c – koncentrācijas robežslāņa biezums.

Pirmais saskaitāmais (1.3) raksturo kristalizācijas frontes kustības izraisītas vielas plūsmas un difūzijas plūsmu attiecību. Otrais saskaitāmais raksturo konvektīvo plūsmu un difūzijas plūsmu attiecību. Konvekcijas ietekmi var novērtēt salīdzinot konvektīvus garumus. Lielums $Y'=D/R_{af}$ raksturo garumu, kurā ar difūziju izplatās koncentrācijas perturbācijas segregācijas dēļ. Ja $Y' \approx \delta_{s}$, tad difūzijas pārneses ietekme ir tikai koncentrācijas robežslāņī. Ja $Y' > \delta_{x}$, tad koncentrācijas profilu pie sadales virsmas nosaka konvektīvā masas pārnese.

Šķidrumā $\delta_s < \delta_y$ (δ_y - hidrodinamiska robežslāņa biezums), kas nozīme ka svarīgas koncentrācijas izmaiņas kausējuma notiek tikai fāzu sadales robežas tuvumā, kur ātrumi ir ļoti mazi.

1.4.2. Neviendabīguma novēršanas metodes.

Galvenais Čohraļska metodes piemaisījumu mikroskopisku neviendabīgumu avots ir nestacionāra termogravitācijas konvekcija kausējumā, tā sākas kausējumā, kad tiek pārsniegts kritiskais Grashofa skaitlis *Gr*:

$$Gr = \frac{g\beta\Delta Th^3}{v} < Gr^c \qquad , \tag{1.4.1}$$

kur Gr^c – kritiskais Grashofa skaitlis, β - tilpuma termiskais izplēšanās koeficients, ΔT - raksturīgais temperatūras gradients kausējumā, h – kausējuma augstums, ν – kinemātiska viskozitāte. Nestacionāras konvekcijas dēļ kristālā rodas piemaisījumu svītras – t.s. "svītrainais neviendabīgums" – augšanas ātruma pulsācijas un, līdz ar to arī piemaisījumu segregācijas koeficienta pulsācijas, kam par iemeslu ir temperatūras fluktuācijas šķidrajā fāzē.

Analizējot (1.4.1), var piedāvāt dažus risinājumus nestacionārās konvekcijas novēršanai:

- a) Kausējuma ģeometrisko izmēru samazināšana (augstuma h vai diametra d), no šīsdienas viedokļa tas ir gandrīz nepieņemamais risinājums, tā kā pēdēju gadu laikā monokristālu audzēšanas ražošanā, kristāla, un līdz ar to arī tīģeļa diametri strauji aug, kas ir saistīts ar vēlēšanos samazināt kristālu pašizmaksas.
- b) Temperatūras gradienta ΔT samazināšana (ja *h* lielums ir pastāvīgs). Tām ir jāstabilizē konvekciju. Bet šo iespēju praktiski nav iespējami izmantot tāpēc, ka temperatūru gradienti Čohraļska iekārtas tīģelī ir jau samazināti līdz minimumam lai pasargātu kristālu no termiskiem spriegumiem. Tālāka ΔT samazināšana izraisīs augošā kristāla virsmas nestabilitāti. Papildus problēmas ir saistītas ar nepietiekamo kristalizācijas siltuma novadīšanas ātrumu, kas spiež samazināt augšanas ātrumu, un ir par iemeslu procesa jutīgumam pret mazam galvēno parametru fluktuācijām.
- c) Magnētisku lauku pielietošana.

Magnētiska lauka iedarbība uz elektriski vadošu pusvadītāja kausējumu samazina konvektīvās plūsmas kinētisku enerģiju indukcijas dēļ [3]. Saskaņā ar (1.4.1) var pieļaut, ka efektīvās viskozitātes palielināšana novedīs pie Gr^c samazināšanas. Mūsdienās ir paziņojumi par sekojošu magnētisku lauku pielietošanu Čohraļska procesā:

- *Pastāvīgs aksiālais magnētiskais lauks*. (Zīm. 1.4.1). Šis lauks ievērojami samazina neregulārās termiskās konvekcijas intensitāti, darbojoties tā, ka tik apspiestas šķidruma plūsmas, kuru ātruma vektora virziens ir perpendikulars indukcijas līnijām.
- *Magnētiskais šķērslauks* (Zīm. 1.4.2). Šis lauks tiek uzlikts kausējuma radiālā virzienā. Tā iedarbības princips ir tas pats, kā iepriekšējā gadījumā. Galvenais trūkums tās izjauc hidrodinamisku plūsmu aksiālo simetriju, un tādejādi arī kausējuma temperatūras lauka simetriju.
- *Pastāvīgais CUSP lauks*. Tas ir aksiāli simetrisks un aksiālā virzienā stipri neviendabīgs magnētisks lauks (Zīm. 1.4.3). to inducē ar divām Hermholca spolēm, kuru magnētiskās indukcijas vektori ir virzīti viens otrām pretī un kausējuma virsma atrodas simetrijas plaknē starp divām spolēm. Rezultātā veidojas lauks, kura indukcijas aksiālā komponente maksimāla tīģeļa apakšas daļas centrā un radiālai komponentei maksimums atrodas pie kausējuma virsmas, tīģeļa sānu sienu tvumā. Līdz ar to plūsmas tiek apspiestas nevienmērīgi visā tilpumā, samazinoties pie tīģeļa sienam, kur pastāv ātruma komponentes, perpendikulāras indukcijas līnijām un neskarot kausējumu zem fāzu robežas, kas nodrošina šķidruma sajaukšanu šajā zonā.
- *Daži mainīgi magnētiskie lauki*: pulsējošie, skrejošie, rotējošie lauki. Šo lauku pielietošanas mērķis – palielināt kausējuma homogēnitāti, labi to samaisot, tādejādi piemaisījumu gareniskais sadalījums kļūst kvaziviendabīgs.



Zīm.1.4.1. Pastavīga aksiālā magnētiskā lauka pielietošanas shēma



Zīm.1.4.2`. Pastavīga magnētiskā šķērslauka pielietošanas shēma



Zīm.1.4.3. Pastavīga CUSP magnētiskā lauka pielietošanas shēma

1.5. MAGNĒTISKO LAUKU PIELIETOŠANA MONOKRISTĀLU AUDZĒŠANĀ.

Magnētisko lauku pielietošanas koncepcija monokristālu audzēšanā pirmo reizi paradās 1966 gadā. Flemings [5, 6] un Hurle [11, 12] darbos tika piedāvāts pielietot magnētisku lauku turbulēntu plūsmu apspiešanai pusvadītāju kausējumos ar mērķi uzlabot monokristālu mikroskopisku homogenitāti. 1980.gadā darbā [13] tika atzīmēta ievērojama skābekļa koncentrācijas samazināšana monokristālos, kas tika audzēti pielietojot trīsfāzu sildītāju. Līdz 90 gadiem pētījumi tika veikti pielietojot pastāvīgos magnētiskos laukus dažādu pusvadītāju monokristālu audzēšanā.

Sākuma priekšnosacījumi MHD – metožu pielietošanai Čohraļska procesā ir diezgan liela pusvadītāju kausējumu elektriskā vadamība ($\sigma = 10^4 - 10^5 \Omega^{-1} m^{-1}$) un acīm redzama monokristālu audzēšanas apstākļu un to kvalitātes atkarība no hidrodinamiskiem procesiem kausējumā.

Elektriski vadoša kausējuma kustība magnētiskā laukā izsauc elektriskās strāvas parādīšanos, kura virzīta tā, lai samazinātu šo kustību. Kausējumā inducētais elektriskais lauks ir $\mathbf{E} = -\mathbf{B} \times \mathbf{V}$, kur $\mathbf{V} -$ kausējuma ātruma vektors, $\mathbf{B} -$ magnētiskā lauka indukcijas vektors. Rezultātā kausējumā veidojas elektriskā strāva $\mathbf{j}=\mathbf{\sigma}\mathbf{E}$ un līdz ar to šai strāvai savstarpēji sadarbojoties ar magnētisko lauku \mathbf{B} , kausējumā parādās spēks $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, kas bremzē kausējuma sākuma kustību.

1.5.1. Aksiālais pastāvīgais magnētiskais lauks.

Ātruma un temperatūras lauku aprēķinā ar pastāvīgu magnētisku lauku iedarbību parasti lieto dažus tuvinājumus. Parasti uzskata ka sistēmai ir aksiāla simetrija. Magnētiskās hidrodinamikas vienādojumu aprēķins daudzos gadījumos var būt vienkāršots, uzskatot, ka inducēto strāvu magnētiskais lauks ir daudz mazāks, nekā ārējais magnētiskais lauks. Citiem vārdiem, magnētiskais Reinoldsa skaitlis ir Re_m<<1, kur

$$\operatorname{Re}_{m} = \frac{V_{0}L_{0}}{1/\mu_{0}\sigma}$$

Darbā [14] tika parādīts, ka siltuma lauku aprēķinos var ignorēt arī Džoula siltumu, kas izdalās kausējumā. Hidrodinamikas un siltuma lauku aprēķins tika veikts darbā [14, 15]. Pēc darba [15] datiem aksiālā magnētiskā lauka indukcijas 2000 G ir pietiekams lai apspiestu temperatūras un ātruma pulsācijas kausējumā. Darbā [16] tika noskaidrots, ka uzliekot aksiālo pastāvīgo magnētisko lauku, konvektīvu plūsmu konfigurācija praktiski nemainās, bet to intensitāte samazinās ļoti ievērojami. To nosaka MHD mijiedarbības parametrs N:

$$N = V/V_{p} = Ha^{2}/Re = Ha^{2}/Gr^{1/2}$$

kur V un $V_{_{\rm B}}$ - kausējuma ātruma lielumi bez un ar magnētiskā lauka iedarbību,

 $Ha = BR_T(\sigma/\rho v)^{1/2}$ - Hartmana skaitlis; $Re = V_0 L_0 / v$ - Reinoldsa skaitlis; Gr – Grashofa skaitlis. σ , ρ , v, β - kausējuma elektriskā vadamība, blīvums, kinemātiskā viskozitāte, tilpuma termiskais izplēšanas koeficients; ΔT – temperatūras starpība kausējumā.

Uzspiestās un termiskās konvekcijas mijiedarbība var izraisīt kausējumā plūsmu pulsācijas. Munakata un Tanasava [17] ziņo par makroskopisko pulsāciju eksistēšanu, ko izraisa temogravitācijas konvekcija un tīģeļa griešana. Šajā pašā darbā [17] tika piedāvāti aksiālā magnētiskā lauka iedarbībai uz galija arsenīda kausējumu aprēķina rezultāti, - aksiāls magnētiskais lauks efektīvi apspiež kausējuma plūsmas svārstības.Uzspiestā konvekcija, kas ir saistīta ar kristāla un tīģeļa diferenciālo griešanu, ir galvenais faktors tradicionālajā Čohraļska metodē. Daudzos zinātniskos darbos [18, 19, 20, 21] tika atzīmēts, ka pastāvīgs aksiālais magnētiskais lauks izsauc saistības palielināšanu starp kristālu un kausējumu. Ar magnētiskās indukcijas B palielināšanu, plūsmu struktūra kļūst līdzīga struktūrai, kas veidojas magnētiska lauka prombūtnē, kad diferenciālo griešanu raksturo mazi Ekmana un Rossbi skaitli, t.i. kad plūsmas kodolā dominē Koriolisa spēki. Kad Ha>>1 zem kristāla saglabājas konvektīva šūna, nobīdes slānis, un kausējuma arējā zona, kur kausējums griežas ar tīģeļa ātrumu [19]. Aksiālā magnētiskā lauka $B \le 0.3 \text{ T}$ ietekmes novērtējumi uz masas pārnesi rāda, kā šajā gadījumā difūzijas Pekle skaitlis Pe_{D} (skat. 1.3) samazinās N reizes, bet nesasniedz lielumu, kas raksturīgs molekulārai masas pārnesei – $Pe/N \approx 10^3 - 10^4$ [22]. Tas nozīmē, kā piemaisījumu sadalījuma raksturs kristālā būs atkarīgs no magnētiskā laukā pārveidoto konvektīvo plūsmu struktūras un intensitātes kausējumā un pie kristalizācijas robežas.

Kā jau tika minēts augstāk, piemaisījumu koncentrācijas lielums kristālā ir atkarīgs no efektīvā piemaisījumu segregācijas koeficienta k_{eff} . Viens no parametriem, kas nosaka k_{eff} lielumu ir difūzijas robežslāņa biezums – d. Pastāvīgā magnētiskā laukā d_B lielums aug saskaņā ar likumu: [23] $d_B = d \cdot Ha/Re^{1/2}$, kur $d = d_B(B=0)$ un Re ir Reinoldsa skaitļa lielums pie B=0. Piemēram pie B=0.25 T

$$\mathbf{k}_{eff} = \mathbf{k}_{0} / \left\{ \mathbf{k}_{0} + (\mathbf{l} - \mathbf{k}_{0}) \exp\left(-\frac{\mathbf{V} \, \mathbf{d} \, \mathbf{Ha}}{\sqrt{\text{Re} \, D}}\right) \right\}$$

raksturīgs d_B lielums ir ≤ 6 mm (salīdzinot ar d ≤ 1 mm kad B=0). Jā Bartona–Prima–Slihtera formulā priekš k_{eff} (1.2.) δ vietā liek d_B, var iegūt teorētisku likumu - k_{eff} atkarību no magnētiskā lauka (vai no Ha skaitļa):

Parasti pusvadītāju kausējumiem līdzsvara segregācijas koeficients $k_0 < 1$. Līdz ar to magnētiskai indukcijai palielinoties k_{eff} tiecās uz 1 un notiek kristalizācijas frontes bagātināšana ar piemaisījumu (ja $k_0 > 1 - otrādi - piemaisījuma koncentrācija kristālā samazinās).$

Katrā gadījumā, tā fakta dēļ, ka aksiālā pastāvīgā magnētiska laukā k_{eff} tiecās pie 1, piemaisījuma sadales viendabīgumam jāpalielinās.

Darbā [24] tika pētīta aksiāla magnētiskā lauka ietekme uz piemaisījumu radiālo sadalījumu kristālā. Tas ir viens no negatīviem efektiem iedarbībā ar aksiālo magnētisku lauku. Laukā difūzijas robežslāņa lielums aug, bet hidrodinamiskā slāņa lielums samazinās N reizēs. Rezultātā difūzijas robežslāņis izplātās ārpus hidrodinamiskā slāņa, līdz ar to tas kļūst ietekmējams ar konvektīvām plūsmām kausējuma kodolā un piemaisījumu koncentrācija pie difūzijas robežslāņa arējas robežas kļūst neviendabīga gar kristāla rādiju.

1.5.2. Pastāvīgs magnētiskais šķērslauks.

Darbā [25] tika paradīts, kā pastāvīga magnētiskā šķērslauka pielietošana Čohraļska procesā var neizsaukt radiālo piemaisījuma sadalījuma neviendabīgumu, ja kristāla elektriskā vadamība ir maza salīdzinot ar kausējuma vadamību. No otras puses [26] magnētiskais šķērslauks maina konvekcijas struktūru kausējumā. Tas izjauc aksiālo plūsmu simetriju, tādejādi izjaucot arī temperatūras lauka simetriju kausējumā.

1.5.3. Pastāvīgs aksiāli-radiāls magnētiskais lauks (CUSP lauks)

Pastāvīgu aksiālo lauku un magnētisko šķērslauku pielietošanai monokristālu audzēšanā, ka jau tika pateikts iepriekš, ir trūkumi. Aksiālais lauks samazina piemaisījuma radiālā sadalījuma viendabīgumu, magnētiskais šķērslauks izjauc aksiālo simetriju kausējumā.

Darbos [27 un 28] apskatītas iespējas izmantot aksiāl-radiālo (vai CUSP) magnētisko lauku kristālu audzēšanā. Šī lauka aksiālā komponente kausējuma zonā pie kristalizācijas frontes ir tuva nullei, līdz ar to CUSP lauks tieši neietekmē piemaisījumu segregācijas procesus, bet kausējuma zonās, kur indukcijas vektors ir perpendikulārs kausējuma ātruma vektoram, CUSP lauks var apspiest konvektīvas plūsmas.

Sīkāk CUSP lauka iedarbība ar kausējumu tiks apskatīta šī darba 7.3 nodaļā.

1.5.4. Mainīgie magnētiskie lauki.

Pastāvīgo magnētisko lauku lietošana monokristālu audzēšanas procesā ļauj apspiest kausējuma vidējo plūsmu un ātruma pulsācijas. Katrai no pastāvīgu magnētisku lauku konfigurācijai ir savi trūkumi. Kā alternatīva pastāvīgiem magnētiskiem laukiem varētu būt cita MHD - iedarbības metode – mainīgi magnētiskie lauki. Darbā [29] tika pētīta mainīga aksiāla lauka ietekme uz kausējumu Čohraļska procesā. Mainīgu magnētisko lauku pielietošana dod papildus iespējas, tai skaitā arī strauju kausējuma sajaukšanu un plūsmu struktūras izmaiņu (arī zem kristāla). Bez kausējuma kustības intensitātes palielināšanas, elektromagnētiskā konvekcija var izsaukt arī plūsmu sadalīšanos vairākos virpuļos un ievērojamu kausējuma homogēnizāciju.

2. PĒTNIECISKA DARBA PAMATOJUMS.

Kā zināms, pēdēju gadu galvenās tendences pusvadītāju un tieši silīcija monokristālu ražošanā ir pastāvīga plākšņu, un līdz ar to arī tīģeļa un kristālu diametru palielināšana, kas ļauj samazināt tehnoloģiska procesa pašizmaksas. No otras puses, jaunu liela izmēra silīcija augšanas iekārtu konstruēšana un izstrādāšana, prasa lielas izmaksas, tai skaitā arī daudzu dārgu eksperimentu veikšanu, kas ir nepieciešami lai uzlabotu un optimizētu augšanas procesa apstākļus un tehnoloģiskus parametrus. Šādus eksperimentus mūsdienās veic tieši uz reālajām silīcija augšanas iekārtām, kā arī ar skaitliskas modelēšanas palīdzību.

Skaitliskas Čohraļska metodes modelēšanas mērķis ir kristālu augšanas parametru optimizēšana, ieskaitot skābekļa un defektu koncentrācijas vadīšanu kristālā. Pēdējos gados cenšas izstrādāt detalizētus modeļus siltuma apmaiņas, kausējuma konvekcijas, skābekļa/piemaisījumu pārneses procesu modelēšanai lielajās Čohraļska silīcija monokristālu audzēšanas sistēmās. Programmām jāmodelē plūsmas silīcija kausējumā, temperatūras sadalījums (kristālā un kausējumā) un augšanas virsmas (kristalizācijas frontes) forma.

Šķidruma plūsmas nestabilitāte, skābekļa pārnese un segregācija ir stipri atkarīgas no Čohraļska sistēmas izmēriem. Grashofa skaitlis (*Gr*), kas nosaka šķidruma plūsmu nestabilitāti, ir atkarīgs no temperatūras gradienta ΔT un sistēmas rādija r,: $Gr \sim \Delta Tr^3$. Relatīvi lielās Čohraļska iekārtās (150 kg silīcija 24-collu tīģelī), Grashofa skaitlis ir ap $3 \cdot 10^{10}$. Pēc [9] plūsmu raksturs tādās iekārtās kļūst turbulēnts jau pie $Gr = 3 \cdot 10^7$.

Eksistējošie hidrodinamiskie modeļi, kuriem pamatā ir *k-e turbulences teorija* [9], var piedāvāt risinājumus skābekļa un piemaisījumu aksiālā un radiālā sadalījuma viendabīguma sasniegšanai lielās Čohraļska iekārtās. *Lamināru plūsmu* modeļi pamatojas uz Navie-Stoksa vienādojumu Bussineska tuvinājumā. Tomēr problēmas komplicētības dēļ, nepieciešama šo modeļu aprobēšana un optimizēšana. Apvienojot skaitlisko un fizikālo modelēšanu var sasniegt pieņemamus risinājumus, protams, visprecīzākus rezultātus dot mērījumi silīcijā tieši reālajā Čohraļska procesā. Bet procesa lielas pašizmaksas dēļ, šādi eksperimenti ir ļoti dārgi. Var pieminēt arī tādu faktu, ka šķidrā silīcijā augstās temperatūras dēļ visi mērījumi tajā ir ļoti sarežģīti. Piemērām, izmērīt lokālu ātrumu sadalījumu šķidrā silīcija tilpumā, praktiski nav iespējami, vides lielās agresivitātes dēļ.

Kā alternatīvu šādiem eksperimentiem var piedāvāt modelēšanu ar zemas kristalizācijas temperatūras kausējumiem un siltum- un hidrodinamiskām īpašībām, kas ir līdzīgas silīcijam. Fizikāla modelēšana ar zemu temperatūru modeļu kausējumiem var būt pieņemama un tuva reālajam augšanas procesam, nodrošinot tos pašus hidrodinamisku plūsmu un siltuma pārneses mehānismus, kas pastāv reālās sistēmās.

Šī eksperimentāla darba galvena īpašība ir tā, ka eksperimentāla iekārta, ar kuras palīdzību tika veikti pētījumi, maksimāli pietuvināta reālajām EKZ-2405 un EKZ-3000 silīcija augšanas iekārtām un nodrošina adekvātu hidrodinamisko un siltuma pārneses procesu fizikālo modelēšanu. Tas tika sasniegts pielietojot liela izmēra 20" tīģeli un ņemot vērā siltuma starojumu no kausējuma virsmas.

Šī darba mērķi:

1. konvektīvās situma apmaiņas un termogravitācijas konvekcijas izraisīto plūsmu modelēšana, rezultātu analīze, siltuma pārneses un hidrodinamisko procesu izpēte tīģelī Čohraļska procesā:

- a) augstam kausējuma līmenim (augšanas procesa sākums)
- b) zemam kausējuma līmenim (augšanas procesa beigu stadija)
- 1. siltuma pārneses un hidrodinamisko procesu modelēšana tīģelī Čohraļska procesā iedarbojoties uz kausējumu ar mainīgo magnētisko lauku: pulsējošo un skrejošo mainīgo magnētisko lauku (pp.1.a. un 1.b.)
- 2. CUSP magnētiska lauka iedarbība uz nestacionāras termogravitācijas konvekcijas izraisītam temperatūras fluktuācijam: modelēšana un analīze.
- 3. eksperimentālo rezultātu salīdzināšana ar skaitliskās modelēšanas rezultātiem.
- 4. rezultātu analīze un secinājumi.

3. ČOHRAĻSKA PROCESA FIZIKĀLĀS MODELĒŠANAS PRINCIPI 3.1. Modeļa izstrāde

Kā zināms [10], modelējot hidrodinamikas un siltuma pārneses procesus, eksperimentālas iekārtas konstrukcijai jāatbilst sekojošiem pamatprincipiem:

- *Ģeometriskā līdzība*, t.i. modeļa un oriģināla (tīģeļa, kristāla diametra un kausējuma līmeņa) ģeometrisko proporciju saglabāšana;

- Modeļa šķidruma (kausējuma) izvēle; tā termiskām īpašībām jābūt tuvām pusvadītāju kausējuma īpašībām. Tās nosāka bezizmēra parametri – Pr Prandļa skaitlis (viskozitātes un temperatūrvadamības koeficientu attiecība); Grashofa skaitlis $Gr=g\beta\Delta TL_o^3/n^2$, kas ir svarīgs termogravitācijas konvekcijas modelēšanā (šeit g - gravitācijas paātrinājums, β - termiskās izplešanas koef., ΔT - temperatūras gradients, L_o – raksturīgais garums, n - šķidruma kinemātiskā viskozitāte). Hidrodinamisku plūsmu līdzību piespiedu konvekcijas dēļ (kristāla un tīģeļa griešanas rezultātā) nosaka Reinoldsa skaitlis $Re=V_oL_o/n$.

- Liela ietekme reālajā Čohraļska procesā uz siltuma apmaiņas procesiem (t.i. uz temperatūras lauka struktūru) ir siltumu attiecībai, ko izstaro brīvā kausējuma virsma un kas aizplūst caur kristālu. Šo attiecību var noteikt, izejot no vienkāršiem spriedumiem: siltuma jauda, ko izstaro kausējuma brīvā virsma:

$$Q_{kaus} = \left(\frac{\int\limits_{R_{krist}}^{R_{irg}} T(r)dr}{100}\right)^4 \xi S_{kaus}$$

kur x=0.3 – silīcija kausējuma starojuma emisivitāte, $S_{kaus} = 0.25 m^2$ – kausējuma brīvās virsmas laukums (izejot no tīģeļa diametra 0.6 m un kristāla diametra 0.2 m), R_{krist} – kristāla rādijs, $R_{tīģ}$ – tīģeļa rādijs. Līdz ar to $Q_{kaus} = 6300 W$. Siltuma plūsma caur kristālu :

$$Q_{krist} = \lambda T_{krist} l S_{krist}$$

kur 1 = 25 W/m·K - silīcija kristāla termiska vadamība, $T_{krist} = 1685$ K/m - temperatūras starpība kristālā uz garuma l, $S_{krist} = 0.0314$ m² - kristāla šķērsgriezuma laukums, $Q_{kaus}/Q_{krist} = 0.5$ m - kristāla garums, kurā eksistē temperatūras gradients T_{krist} (abos gadījumos, t.i. Q_{kaus} un Q_{krist} ārējas vides temperatūru pieņem vienādu ar nulli). Tātad $Q_{krist} = 1323 \cdot l \sim 650$ W un $Q_{kaus}/Q_{krist} = 10$. Tādejādi siltuma plūsma no brīvās kausējuma virsmas sastāda ap 90% no visas aizvadāmas jaudas. Šai siluma plūsmai ir svarīga loma temperatūras sadalījuma veidošanā kausējumā. Līdz ar to arī modelī jānodrošina šī attiecība - $Q_{kaus}/Q_{krist} = 10$.

- Jānodrošina arī MHD parametru līdzību: Hartmana skaitli $Ha=B_{o}L_{o}(\sigma/\rho\nu)^{1/2}$, kas raksturo elektromagnētisko un viskozu spēku savstarpējo attiecību, un MHD iedarbības parametri $N = (\sigma B_{o}^{2}L_{o})/(V_{o}\rho)$, kas raksturo elektromagnētisko un inerces spēku attiecību (šeit B_{o} – magnētiskā lauka indukcija, V_{o} – raksturīgais ātruma mērogs, ρ - šķidruma blīvums, σ - šķidruma elektriskā vadamība). Kausējuma elektriskai vadamībai svarīga loma MHD procesu modelēšanas gadījumā. Ievērojot, ka pusvadītāju kausējumu elektriskā vadamība ir tuva metālu vadamībai un ir σ = 10⁶ W⁻¹m⁻¹, Hartmana skaitlis Ha un MHD iedarbības parametrs N parasti lielāki par 1 (Ha>1, N>1). Bez tam, augšanas procesa modelēšanai mainīgā magnētiskā laukā, elektromagnētisko spēku sadalījuma un siltuma ģenerācijas līdzības saglābšanai kausējumā, ir nepieciešami saglabāt sekojoša parametra lielumu e= $\sigma \omega \mu_{o}R^{2}$, kas raksturo mainīgā magnētiskā lauka dziļumu šķidrajā metālā.

Viss aukstāk minētais noved pie nepieciešamības modelēt hidrodinamisku plūsmu un siltuma pārnesi ar tādiem šķidrumiem, kā dzīvsudrabs, gallijs, InGaSn eitektiskais savienojums utt. Kas attiecās

attiecās uz dzīvsudrabu, tad ar to nepieciešami strādāt temperatūrās zemāk par 15°C, kad to indīgu tvaiku koncentrācija ir zema. Tādējādi tas neder termonestacionāriem eksperimentiem ar kausējuma sildīšanu (t.i. konvekcijas pētīšana un tml.) Visvairāk piemērots tādiem eksperimentiem ir gallijs vai InGaSn. Izvēlamies InGaSn, jo tas kļūst šķidrs jau pie 11°C un pietiekami drošs, turpretim gallija kristalizācijas temperatūra ir 30°C. Galvenie eitektikas InGaSn fizikālie parametri ir atspoguļoti Tabulā 3.1.

Kausējumu fizikālas konstantes	Tabula 3.1.	
Kausējumu fizikālas konstantes	Modeļa kausējums InGaSn	Si
Sastāvs, %	67%In – 20.5%Ga – 12.5%Sn	Si
Kausējuma blīvums, ρ, kg/m ³	6350	2530
Kinemātiska viskozitāte, v, m ² /s	3×10 ⁻⁷	3.5×10 ⁻⁷
Elektriskā vadamība, σ , Ω^{-1} m ⁻¹	3.3×10^{6}	1.2×10^{6}
Termiskais tilpuma izplešanās koeficients, K ⁻¹ :	7×10 ⁻⁵	1.5×10^{-4}
$\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$		
Siltumvadamība, λ, W/m K	27	54
Siltumietilpība c _p , J/kg K	362	1000
Prandļa skaitlis, Pr	0.025	0.1
Kristalizācijas temperatūra, T _s , K	283.5	1685

Tātad, ja šī šķidruma īpašības ņemsim par pamata parametriem, tad rēķinot atbilstošus bezizmēra kritērijus (*Re, Gr, N, Ha, e*) reālajai silīcija monokristālu augšanas iekārtai (EKZ-2405 un EKZ-3000), var atrast kādiem jābūt eksperimenta parametriem. Aprēķina rezultāti ir paradīti Tabulā 3.2. Tātad, ja ņemsim Tabula 3.2. noradītos EKZ – 2405 augšanas procesa parametrus par pamatu 0,5 m tīģelim, tad šī procesa modelēšanai ar InGaSn kausējumu ir jānodrošina atbilstošus šo parametru lielumus (skat. Tab.3.2. "Eksperiments (1)"). Piemēram, 150 mm kristālam EKZ – 2405 iekārtā, ar griešanas ātrumiem n_c = 15 apgr/min un n = -5 apgr/min, temperatūras kritums gar tīģeļa rādiju ir 30 K magnētiskā laukā ar indukciju 0,04 T. Eksperimentā ar InGaSn kausējumu, adekvātas modelēšanas līdzības sasniegšanai, kristāla un tīģeļa griešanas ātrumam jābūt 12,86 un -4,29 apgr/min. Turklāt temperatūras krituma (30.78 K) un magnētiska lauka indukcijas (0.04 T) lielumi ir ļoti tuvi reālajām procesam.

Šāds aprēķins rāda, kā modelējot 500 mm tīģelī, mēs varam sasniegt labu līdzību starp: kristāla un tīģeļa griešanas ātrumiem, temperatūru kritumiem kausējumā (kas nozīme adekvātu termogravitācijas konvekcijas modelēšanu), magnētisko lauku indukcijas lielumiem (ampērvijumu skaita ziņā mainīga magnētiskā lauka induktoram) utt. Ir jāpiebilst, ka modelējot procesu mainīgā magnētiskā laukā ar frekvenci 50Hz, jāsaprot ka tas rezultāti *Si* gadījumā atbilst 133 Hz magnētiskā lauka frekvencei.

Izskatīsim arī situāciju, temperatūras lauku un hidrodinamiskās plūsmas modelēšanas gadījumā, izejot no reālas EKZ-3000 iekārtas parametriem: 600 mm tīģelis un 200 mm kristāls. Modelēšana 500 mm tīģelī prasa nedaudz palielinātus kristāla un tīģeļa griešanas ātrumu (lai saglabātu Re lielumu), kā arī palielinātu temperatūras gradientu kausējumā (lai nodrošinātu atbilstošu *Gr* skaitli - skat. Tab.3.2.).

				Tabula 3.2
Modelēšanas kritērijs/	EKZ-2405 (Si)	Eksperiments (InGaSn)	EKZ-3000 (Si)	Eksperiments (InGaSn)
/Procesa parametrs				
Reinoldsa skaitlis kristalām	2.52E+04	2.52E+04	4.49E+04	4.49E+04
kristāla diametrs, m	0.15	0.15	0.2	0.15
kristala griesanas atrums, apgr/m	15.00	12.86	15.00	22.86
Reinoldsa skaitlis tīģelīm	9.35E+04	9.35E+04	1.35E+05	1.35E+05
tīģeļa diametrs, m	0.50	0.50	0.60	0.50
tīģeļa griešanas ātrums, apgr/m	5.00	4.29	5.00	6.17
Grashofa skaitlis, Gr	4.50E+09	4.50E+09	7.78E+09	7.78E+09
Temperatras gradients, K	30.00	30.78	30.00	65.29
	000.00		454.00	454.00
Gartmana skaitlis, Ha	380.00	380.00	406.00	406.00
Pastaviga magnetiska lauka	0.04	0.04	0.04	0.04
indukcija, l	0.04	0.04	0.04	0.04
Faktors e	02.02	02.02	02.40	02.70
Mainiga magnetiska lauka	83.92	83.92	83.00	83.00
Irekvence	133.00	20.70	92.00	49.87
	92.02	92 D2	92.60	92.40
Ampervijumu skajts NL	60.92 450.00	00.74	63.00 610.00	85.00 7.46.00
Induktora diametrs	0.70	0.70	010.00	740.90
	0.70	0.70	0.90	0.70

Tas nozīme, ka eksperimentālām stendam vajadzētu būt tādam, lai nodrošinātu nepieciešamos kristāla un tīģeļa griešanas ātrumus un temperatūras kritienu. No citas puses, šie kristāla un tīģeļa ātrumi un temperatūras kritums maz atšķiras no atbilstošiem EKZ-2405 parametriem. Tādejādi lai samazinātu nepieciešamo eksperimentu skaitu, to var izvēlēties par pamatrežīmu:

- kristāla griešanas ātrumu n_c=15 apgr/min
- tīģeļa griešanas ātrumu n=-5 apgr/min
- temperatūras kritumus starp kristāla virsmu un tīģeļa sienu 20 K.

No visā augstāk minētā var secināt, ka rezultātus, kas ieguti ar fizikālās modelēšanas palīdzību pamatrežīmā n_c=15 apgr/amin, n=-5 apgr/min un ΔT =20 K, varētu pielietot hidrodinamikas un siltuma pārneses noteikšanai gan priekš EKZ-2405 tā arī EKZ-3000 augšanās iekārtām.

4. EKSPERIMENTĀLAS IEKĀRTAS KONSTRUKCIJA

Eksperimentālā iekārta hidrodinamiskas un siltuma pārneses modelēšanai Čohraļska procesā, tika izgatavota uz pusvadītāju kristālu audzēšanas iekārtas REDMET-10 bāzes. No REDMET-10 iekārtas tika noņemta vakuumkamera, kuras vietā tika samontēti eksperimentālas iekārtas galvenie funkcionālie mezgli: tīģelis ar atbalstu un tīģeļa sildītāju, kombinētu magnētisku lauku induktors, kristāla modelis, mērīšanas sensoru pārvietošanas mehānisms. Eksperimentālas iekārtas darba zonas shēma ir paradīta Zīm.4.1. Tāpat, kā reālajā Čohraļska iekārtā, eksperimentālajā iekārtā ir ievērota cilindriskā simetrija, kur simetrijas ass ir tīģeļa un kristāla asis. (Zīm. 4.2.)

4.1. Tīģelis.

500 mm kvarca tīģelis (ko pielieto reālajā procesā) uz stikla tekstolita atbalsta ir uzstādīts uz apakšējas vārpstas, kas ar reduktora palīdzību ir savienota ar dzinēju, kuram ir iespēja griezties abos virzienos. Dzinēja vadīšana notiek ar vadības pulti un pieļauj tīģeļa griešanas ātruma vienmērīgu regulēšanu no 1 līdz 20 apgr/min.

4.2. Sildītājs.

Tīģeļa ārēja sānu virsma ir aptīta ar divu sekciju rezestīvo sildītāju, kas tika uztaisīts no 1 mm diametra nihroma stieples ar. Sildītāja tinumi izgatavoti bifilārā veidā, lai elektriskā strāva, kas baro sildītājus, nerada magnētisku lauku tīģeļa tilpumā. Tas var būt par iemeslu papildus MHD - spēku radīšanai elektriski vadošā kausējumā, kas nav vēlams. Nihroma stieples vijumi atrodas porcelāna caurulēs, tādejādi nodrošinot elektrisku izolāciju vienām no otra. Sildītājs sastāv no divām, vienādam pēc jaudas, sekcijām – lai nodrošināt neatkarīgu kausējuma sildīšanu divos variantos:

- a) zems kausējuma līmenis 70 mm (strādā tikai apakšējais sildītājs);
- b) augsts kausējuma līmenis 140 mm (strādā abi sildītāji).

Tāda dalīta sildītāju barošana ir nepieciešama vienmērīgai kausējuma sildīšanai un lai precīzāk kontrolētu siltuma plūsmas, kas ieiet kausējumā caur tīģeļa sienām, un caur kausējuma virsmu un kristālu iziet no tā. Sildītāja tinumus, caur slīdošiem kontaktiem uz tīģeļa piedziņas vārpstas, baroja viens maiņstrāvas autotransformators, ar kura palīdzību varēja regulēt elektrisko strāvu sildītājos. Sildītāju tinumu izmēri ir paradīti shēmā Zīm.4.1. Sildītāju maksimāli pieļaujama strāva ir 25 A (ap 4400 W). Sildītāja nepieciešamā jauda tika noteikta vairāk vai mazāk patvaļīgi, eksperimentālā ceļā. Detalizētam jaudas aprēķinam nepieciešami zināt cik liela jauda tiek atvadīta no kausējuma, ko savukārt nosaka efektīvie siltuma atdeves koeficenti no kausējuma virsmas un caur kristālu. No virsmas siltums tiek novadīts caur skābes šķīdumu ar siltumvadamības un konvekcijas palīdzību uz siltuma apmaiņas spirāli, ko dzesē ar ūdeni. Kristāla modelis, savukārt tiek dzesēts ar aukstā ūdens plūsmu. Siltuma pārnesi kausējumā, bez siltumvadamības iespaido arī konvekcija, un šiem abiem procesiem ir svarīga loma nepieciešamā temperatūras krituma veidošanā kausējumā. Šīs siltuma apmaiņas process fāzu pārejas gadījumā prasa diezgan pamatīgu aprēķinu, kas savukārt prasa atsevišķa skaitļošanas modeļa izstrādi, kā arī lielus laika un skaitļošanas resursus. No otras puses var vienkārši pieņemt kādu fiksētu sildītāju jaudu un, regulējot dzesēšanas ūdens temperatūru vai patēriņu, eksperimentālā ceļā sasniegt nepieciešamo temperatūras kritumu kausējumā.

4.3. Kristāla modelis.

Priekš eksperimentiem no nerūsējoša tērauda bija izgatavots ar ūdens dzēsējams kristāla modelis 150 mm diametrā. Kristāla modelis ir uz metāliskas caurules (kristāla griešanas ass), dobs cilindriskais ķermenis caur kuru tiek pievadīts dzesējošais ūdens. Kristāla sānu sienas biezums ir 2 mm un apakšējas sienas biezums ir 1 mm (Zīm.4.3.). Ar nerūsējoša tērauda cauruļu sistēmas palīdzību caur hidromuftu

ūdens tika pievadīts pie rotējoša kristāla apakšējas sienas lai nodrošinātu kausējuma pastāvīgu temperatūru zem kristāla virsmas. Kristāla griešanai tika izmantots REDMET-10 iekārtas dzinējs, kurš var nodrošināt kristāla griešanās ātrumu no 1 līdz 50 apgr./min. Eksperimenta laikā ūdens plūsmas intensitāte tiek kontrolēta ar ūdens plūsmas skaitītāju. To regulējot, var sasniegt no kausējuma caur kristālu novadāma siltuma jaudas palielināšanu vai, otrādi, samazināšanu. Kristālā ieplūstoša ūdens un izplūstoša ūdens temperatūras starpība tika mērīta ar diferenciālo T-tipa/CuNi-Cu/ termopāri. Līdz ar to, zinot dzesējoša ūdens patēriņu, var atrast no kausējuma caur kristālu novadītā siltuma jaudu Q_k : [vatos]

$Q_k = 4,187q\Delta T$,

kur ΔT – izmērīta ūdens temperatūras starpība, q – ūdens plūsma (ml/s), koeficients 4,187 J ir siltums, kas ir vajadzīgs lai uzsildīt 1 ml ūdens uz 1°C (vai 1 kal).

4.4. Kausējuma virsmas siltuma izstarojuma modelēšana.

Kā jau bija teikts iepriekš, Čohraļska procesa fizikālā modelēšanā tika izmantots InGaSn kausējums, kura virsma eksperimentu laika bija pārklāta ar HCl 5% šķīduma slāni. Tas aizsargā kausējuma virsmu no oksidēšanas un nodrošināja tās kustīgumu.

Lai nodrošinātu kausējuma virsmas siltuma izstarojuma modelēšanu, skābes slānis tika papildus atdzesēts ar ūdens dzesējamu spirāli (Zīm.4.3.1.). Siltuma plūsmu shēma tādam gadījumam parādīta Zīm.4.3.2. Spirāle tika izgatavota no \emptyset 8 mm vara caurules. Eksperimentu laikā tā bija iegremdēta HCl elektrolītā, nepieskaroties kausējuma virsmai. Elektrolīta slāņa biezums virs kausējuma virsmas tika turēts 20 mm robežās. Skābes slāņa biezums starp spirāli un kausējuma virsmu ap 5 mm, tādejādi kausējuma virsma netika aizskarta un bija kustīga. Iekšējais spirāles diametrs - 160 mm un ārējais - ap 330 mm. Tāpat kā kristāla gadījumā, novadīta siltuma jauda tika kontrolēta, regulējot ūdens plūsmas intensitāti caur spirāli. Dzesējoša ūdens temperatūras kritums tika mērīts ar diferenciālo T-tipa termopāri, kas bija piestiprināts pie spirāles ieejas un izejas caurulēm. Darba sākumā tika paveikti daži papildus eksperimenti, kuru laikā noteica, ka regulējot dzesējoša ūdens plūsmu intensitāti caur spirāli un kristālu var panākt caur kristālu (Q_k) un vara spirāli (Q_s) novadītu siltuma jaudu attiecību sekojošās robežās:

$$Q_s / Q_k = 0...15.$$

Šī attiecības vajadzīgo lielumu $Q_s / Q_k \approx 10$ var nodrošināt pie sekojošiem ūdens patēriņu lielumiem: $Q_s = 65 \text{ ml/s}$ un $Q_k = 15 \text{ ml/s}$ pie kopējas sildītāja jaudas 3000 W un kausējuma līmeņa 140 mm.

4.5. Magnētisku lauku induktors.

4.5.1.Induktora konstrukcija.

Eksperimentālā iekārta tika aprīkota ar kombinētu magnētisku lauku sistēmu. Magnētiskā sistēma (Zīm. 4.1 un 4.2.) sastāv no 5 grupu spolēm ar iekšēju diametru 700 mm. Trīs spoļu grupas - (Zīm. 4.1. pp. 7,8,9) 3 apakšējas spoles, 3 vidējas spoles un 3 virsējās spoles tika izmantotas 3-fāzu skrejoša magnētiska lauku radīšanai. No tām 3 vidējās spoles (Zīm. 4.1. p.8) var izmantot parasta pulsējoša magnētiskā lauka radīšanai kausējumā. Šīs spoļu grupas sastāv no 3 spolēm katrā grupā un tika veidotas no vara vada ar šķērsgriezumu 10x2mm, ar 100 vijumiem katrā spolē. Divas pārejas spoļu grupas (Zīm. 4.1. pp. 9 un 11) pielieto pastāvīga magnētiskā lauka veidošanai. Šīs spoles tika uztaisītas no dzesējamas ar ūdeni vara caurules ar izmēriem \emptyset 12 x 1,5 mm un tās paredzētas maksimālai strāvai 1000 A. Dažādi šī spoļu savienojot var radīt vienmērīgu pastāvīgu magnētisku lauku, kad strāva abās spoļu grupās tek vienā virzienā, un CUSP magnētisku lauku kausējumā, kad spoles saslēgtas tā, ka strāva dažādās spolēs tek pretējos virzienos. Induktoru saslēgšanas shēma ir paradīta Zīm.4.4.





3 – šķērssiena.



Zīm.4.3.1. Spirāle ar ūdens dzesēšanu siltuma novadīšanai no kausējuma virsmas.



Zīm. 4.1. Eksperimentālas iekārtas shēma. Apzīmējumi: 1 – kvarca tīģelis; 2 – kristāla modelis; 3 – InGaSn kausējums; 4 – sānu sildītājs; 5 – apakšsildītājs; 6 – tīģeļa turētājs; 7, 8, 10 – mainīga magnētiskā lauka induktora spoles; 9, 11 – CUSP magnētiskā lauka spoles; 12 – spirāle siltuma novadīšanai no kausējuma virsmas.



Zīm.4.2. Eksperimentālas iekārtas kopējais skats.

Spoles, kas rada skrejošo magnētisko lauku, baro ar 50 Hz strāvu no 3-fāzu autotransformatora. Spoles pastāvīga magnētiskā lauka radīšanai baro nno diviem transformatoriem ar strāvas taisngriezi un maksimālo strāvas stiprumu 800 A. Saskaņā ar Tabulu 3.2. CUSP-lauka indukcijas aksiālas komponentes B_z jābūt 40 mT, tīģeļa dibena kausējuma līmenim 140 mm. Šis lauka indukcijas lielums tika sasniegts, barojot CUSP-lauka spoles ar strāvu 560 A.

Visos eksperimentos tīģelis ar kausējumu tika novietots tādā veidā pret induktoru, ka kausējuma virsma atradās simetrijas plaknē starp divām CUSP – lauka spolēm. Šī vertikālā koordināte z=0 kopa ar r=0 (aksiālas simetrijas ass) ņemta par atskaites punktu cilindriskā koordinātu sistēmā. Pirms eksperimentāla darba, tika izmērīta magnētiskā lauku indukcija induktora darba telpā.

4.5.2. CUSP - lauks.

Zīmējumā. 4.5. var redzēt *CUSP* – pastāvīgā magnētiskā lauka indukcijas sadalījumu: $B_z(z, r=0)$ un $B_r(z=0,r)$. z ass pozitīvais virziens ir vērsts kausējuma dziļumā (t.i. – virzīts uz leju). No Zīm.4.5. (a) var redzēt, kā kausējuma līmeņa samazināšana noved pie CUSP – lauka B_z komponentes samazināšanās pie tīģeļa dibena (kausējuma virsma vienmēr atrodas pie z=0). Piemēram, 70 mm kausējuma līmenim, tā ir tikai 17mT, bet tajā pašā laikā radiālā indukcijas komponente B_r , simetrijas plaknē uz tīģeļa sienas (z=0, r=250 mm), ie nemainīga un vienāda 45,5 mT.

4.5.3. Pulsējošais AC lauks.

Zīm. 4.6.1. var redzēt *pulsējoša* magnētiskā lauka (AC) indukcijas aksiālas komponentes B_z sadalījumu, kas izmērīts gar induktora vertikālo asi lineārai strāvas slodzei NI_{AC} =3000 A (ampērvijumu). Līknes 1 un 2 atbilst situācijām, kad pastāvīgā magnētiskā CUSP - lauka spoles ir: 1 – atvienotas un 2 – savienotas ķēdē, kā paradīts Zīm.4.3. No Zīm.4.5.c. skaidri redzams, ka līknes praktiski sakrīt un šajā gadījumā strāvas, kas inducējas CUSP – lauka spolēs kompensē viena otru, un AC un CUSP – lauka spoļu savstarpējas iedarbības, ka arī AC – lauka degradācijas nepastāv.

4.5.4. Skrejošais magnētiskais lauks.

Zīm.4.6.2. paradīti līdzīgie rezultāti *skrejošam* (TR) magnētiskām laukam. Trīs spoļu grupas (skat. Zīm.4.1.- grupas 7,8,10) bija savienotas ķēdē saskaņā ar shēmu Zīm. 4.4. Lai samazinātu fāzu nobīdi starp atsevišķiem spoļu grupām, pielietota savienojumu shēmā II Zīm.4.4.a ar fāzes nobīdi 60°: vidējas grupas tinuma sākums ir savienots ar pārējo spoļu grupu beigām (skat. Zīm.4.4.). Kopēja strāvas slodze šajā gadījumā bija NI_{TR} =3000 A. Līkne 2 (Zīm.4.6.2.) atbilst gadījumam, kad CUSP - lauka spoles tika savienotas saskaņā ar shēmu Zīm.4.4.(b) un līkne 1 atbilst gadījumam, kad CUSP - lauka spoles atvienotas no barošanas avota. No šī zīmējuma var skaidri redzēt, ka līknes diezgan stipri atšķīrās savā starpā. Tas norada, ka spriegumi, kas inducējas divās CUSP lauka spolēs, savstarpēji nekompensējas, tādejādi CUSP - tinumos tek elektriskā strāva un induktors strādā kā transformators. Šajā gadījumā skrejošam magnētiskam laukam ir mazāka indukcija, jo enerģiju patērē CUSP- spoles elektriskas strāvas radīšanai tajās.

No visa teikta var secināt, ka taisot eksperimentus ar kombinētu magnētisku lauku iedarbību uz kausējumu (t.i. - CUSP lauks un AC lauks, CUSP lauks un TR lauks), skrejoša (TR) magnētiskā lauka gadījumā, nepieciešams attiecīgi palielināt TR lauka strāvas lineāro slodzi lai sasniegtu to pašu indukcijas lielumu kausējumā, kā bez CUSP lauka. Šīm mērķim tika pielietota speciāla mērīšanas spole, kas bija uzstādīta induktora darba telpā. Pēc inducēta EDS lieluma tajā, varējām noteikt nepieciešamu strāvas slodzi TR lauka spolēs pēc CUSP lauka tinumu pieslēgšanas, saglabājot



Zīm. 4.4. Magnētisko lauku induktora pieslēgšanas shēmas.



Zīm.4.4.a. Fāzu diagramma spriegumiem skrejoša lauka spolēs: I - normāla pieslēgšana (120° fāzu nobīde) II - pieslēgšana ar apgrieztu fāzi "B" (fāzu nobīde 60°)



Zīm.4.5. CUSP magnētiskā lauka indukcijas aksiālas komponentes B_z sadalījums gar simetrijas asi z (a) un radiālas komponentes B_r sadalījums gar tīģeļa radīju (b). (z-koordināte ir nulle magnētiskās sistēmas simetrijas planā)



Zīm. 4.6.1. Pulsējoša magnētiskā lauka indukcijas aksiālas komponentes B_z sadalījums gar induktora simetrujas asi (z-koord.)

Līkne 1 atbilst gadījumam, kad CUSP lauka spoļu ķede ir atvienota un 2 - pievienota barošanas avotam.



Zīm.4.6.2. Skrejoša magnētiskā lauka indukcijas aksiālas komponentes sadalījums gar induktora asi. Līkne 1 atbilst gadījumam, kad CUSP lauka spoļu ķede ir atvienota un 2 - pievienota barošanas avotam.

nepieciešamu TR lauka indukcijas lielumu. Eksperimentējot tikai ar skrejošo lauku, CUSP lauka spoles nepieciešams atslēgt no barošanas avota. Sakarā ar p.4.5.3. teikto AC lauka gadījumā, šo lauku mijiedarbības efektu varam ignorēt.

4.5. Sensora pārvietošanas mehānisms

Mērīšanas zondes pārvietošanai eksperimentu gaitā, tika izgatavota speciāla ierīce, kas ļauj pārvietot mērīšanas zondi gar r un gar z. Tā bija uzstādīta uz induktora virs kausējuma. Zonde ar pārvietošanas ierīces palīdzību var brīvi pārvietoties gar kausējuma rādiju starp tīģeļa sienu un ūdens dzesējamo spirāli. r koordinātes virzienā zonde var pārvietoties ar diviem ātrumiem - 0.5 mm/s un 1 mm/s. Attālumu no tīģeļa centra līdz sienai zonde pirmajā gadījumā veic 245 sek., otrā – 490 sekundēs. Pārvietošanas mehānisma kopējais skats parādīts Zīm.4.7.



Zīm. 4.7. Sensora pārvietošanas mehānisms

5. MĒRĪJUMU TEHNIKA.

Tiek veikti divu veidu mērījumi InGaSn kausējumā:

- 1. Temperatūras lauka mērīšana kausējumā.
- 2. Kausējuma lokālu ātrumu mērīšana.

5.1. Temperatūru mērīšana kausējumā.

5.1.1. Mērījumu procedūra

Temperatūras lauka noteikšanai kausējumā lieto viens termopāri, kuru diezgan lēni pārvietojot gar koordināti r var iegūt temperatūras sadalījumu gar tīģeļa rādiju. Veicot šādus mērījumus dažādos z līmeņos var iegūt temperatūras sadalījumu visā kausējumā T(r,z).

Temperatūras mērījumos pielieto diferenciālo T-tipa termopāri (Cu - CuNi) ar termo e.d.s. 38 mkV/ °C. Vads atrādās nerūsējoša tērauda caurulē ar diametru ap 1.5 mm. Viens no termopāra lodējumiem atrādās djuārā ar ledu, kas nodrošināja atbalsta punktu temperatūras mērīšanai 0°C. Lai mērījumi būtu iespējami arī kausējumā zem kristāla virsmas, termopāris bija izliekts "L"-formas veidā. Termopāris bija pieslēgts pie ciparu nanovoltmetra Keithley 2182. Signāls no nanovoltmetra ar CEC PCI-488 GPIB interfeisa kartes palīdzību tika ievadīts datorā, kur ar programmu, kas tika speciāli izstrādāta ar TESTPOINT programmatūru, dinamiski filtrēts, kā arī normēts Celsija skalā un attēlots grafiskā veidā. Katras līknes T(r) mērīšanas dati tika saglabāti un pēc mērījumiem visā tilpumā (t.i. pilna T(r,z) lauka izmērīšanas) attiecīgi apstrādāti un izanalizēti.

5.1.2. Temperatūras mērījumu kļūdas noteikšana.

Mērījumu kļūdas noteikšanai tika veikts papildeksperiments. Abai termopāra lodējumi atradās djuārā ar ledu pie vienādas temperatūras. Eksperimenta laikā ar nanovoltmetru K2182 tika mērīts termo-e.d.s lielums - ap 2000 punktos ar ātrumu 10 Hz. Mērījuma rezultāts parādīts Zīm.5.1.1. un Tabulā 5.1.

Tā kā K2182 nanovoltmetrā jau ievērota likuma $E=f(T^{\circ}C)$ (E - termo-e.d.s.) iespējama nelineāritāte un mērījumu rezultātus saņemam jau grādos, aprēķināto novirzes lielumu (±4.38E-04 °C) varam uzskatīt par kopējo mērījumu kļūdu. Bet aprēķinātais kļūdas lielums ir daudz mazāks par lietota termopāra vada precizitātes. No lietotā T-tipa vada (konstantans - varš) tehniskā raksturojuma: mērījumu precizitāte ir ±0.05 °C (0..+200 °C robežās)

Tātad par temperatūras mērījumu precizitāti ņemam šo lielumu, tas ir $T = T_i \pm 0.05$ °C. To varam uzskatīt par apmierinošu.

Vidējais lielums $= 1/n \Sigma T_i$	Summa Σ T _i	Punktu skaits N	Standarta kvadrātiskā novirze $SD = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n} (T_i - \langle T \rangle)^2}$
1.03E-06	0.00205	1981	4.38E-04



Zīm.5.1.1. Dati temperatūras mērījumu kļūdas noteikšanai

5.2. Lokālu ātrumu mērīšana kausējumā. 5.2.1. Ātrumu mērīšanas zonde

Lokālu ātrumu mērīšanai kausējumā tiek pielietots speciālais devējs – konduktīvais anemometrs ar lokālu magnētisko lauku. Lokālo magnētisko lauku rada mazu 3 mm diametrā samarija-kobalta magnētu, kas piestiprināts pie \emptyset 1.5 mm caurules-turētāja. Četri anemometra elektrodi ar diametru 0.2 mm bija piestiprināti pie vienas no magnēta virsmam (sk. Zīm. 5.2.), ļaujot mērīt dīvas ātruma komponentes – V₁ un V.

Ātrumu mērīšanas zondes darbības princips ir sekojošs. Kad šķidrs metāls kustas magnētiskā laukā ar indukciju **B** (zīm.5.2), kausējumā inducējas elektriskais lauks **E=V**×**B**. Starp zondes pretējiem elektrodiem rodas elektrisko potenciālu starpība U = El, kur l – attālums starp elektrodiem. Tādejādi ir iespēja noteikt kausējumā lokālā ātruma komponenti, kuras virziens ir perpendikulārs līnijai, kas savieno pretējos elektrodus. Pielietojot zondi ar diviem elektrodu pāriem, var izmērīt divas ātruma komponentes, kuras atrodas vektoram **B** perpendikularā plaknē. Praksē ātruma lielumu var iegūt, kalibrējot zondi pirms mērījumiem – t.i. katrām reģistrējošam elektrodu pārim izmērot inducēta potenciāla lielumu šķidrumā ar iepriekš zināmu ātrumu. Kalibrēšanas līkne U(V) šādai zondei ir praktiski lineāra. Pielietotās zondes jutīgums ir ap 0.2 μ Vs/mm.

Šādas zondes trūkums ir tāds, ka iespējams vienlaicīgi mērīt tikai dīvas ātruma komponentes, bet uzskatot, ka hidrodinamiskās plūsmas Čohraļska tīģelī ir ass-simetriskas un no azimutālās koordinātes neatkarīgas, var aprobežoties tikai ar V_r un V_z ātruma komponentu mērījumiem, rezultātā iegūstot meridionālas kustības ātruma sadalījumu kausējumā.


Zīm. 5.1. Temperatūras mērīšanas shēma; r_c - kristāla rādijs, R - tīģeļa rādijs.



Z īm.5.2. Ātrumu mērīšanas princips un zondes konstrukcija

Otrs trūkums ir tāds, kā pielietojot šāda tipa zondi mērījumiem termiski nestacionārā sistēmā, kad kausējumā pastāv konvektīvas plūsmas vai temperatūras gradients, uz zondes vara elektrodiem, kas atrodas elektriskā kontaktā ar kausējumu, veidojas termo-e.d.s., pārim InGaSn - Cu tas ir ap 3mV/K. Tādejādi tas var stipri ietekmēt, izmērīta potenciāla lielumu, ja starp zondes elektrodiem pastāv temperatūru starpība. Izejot no augstākminēta, pēc shēmas Zīm.5.2., tika izgatavotas divu veidu zondes ātrumu mērīšanai kausējumā. Pirmai no tām bija četri vara elektrodi, un tā tika lietota ātrumu mērījumiem izotermiskā kausējumā. Otrai elektrodi tika izgatavoti no misina. Ar papildus eksperimentu sēriju, kas bija veltīta dažādu materiālu un InGaSn eitektikas termo-e.d.s. lieluma mērījumiem, tika konstatēts, ka misiņam tas ir ap 0.8 mV/K. Ātruma mērījumiem zem kristāla virsmas, zondes turētājs tika izlikts "L"- formas veidā (līdzīgi temperatūras mērīšanas gadījumam Zīm.5.1). Tā horizontālas daļas garums bija ap 120 mm. Zonde bija orientēta tādā veidā, lai tās elektrodi varētu reģistrēt V_r un V_z ātruma komponentes. Zonde varēja pārvietoties gar tīģeļa rādiju ar ātrumu 0,5 un 1 mm/s, kā arī vertikālā virzienā ar ātrumu 0,5 mm/s. Pārvietošanās laikā inducētā signāla lielums tika mērīts ar diviem nanovoltmetriem K2182. Mērīšanas ātrums bija ap10 punktu/sekundē, t.i. pārvietojoties par 1mm, tika izmērīti ap 20 punkti. Signālu mērīšana un apstrādāšana notika ar datora palīdzību.

5.2.2. Ātruma mērījumu kļūdas noteikšana.

Kļūdas noteikšanai un zondes graduēšanai tika veikts papildeksperiments. Kausējums tīģelī tika griezts ar noteiktu ātrumu. Ātruma mērīšanas zonde tika uzstādīta tā, lai mērītu azimutālo ātrumu kausējumam griežoties. Vīdēja kausējuma ātrums šajā punktā bija 91.62 mm/s. Aprēķināsim šī ātruma noteikšanas kļūdu – t.i. instrumentālo kļūdu. Kausējuma ātrumu punktā $r=R_0$ un tīģeļa griešanas ātrumu n=n_ var atrast pēc formulas:

$$V[mm/s] = (2pn_o/60)R_o,$$
 (5.1)

R_o[mm/s] un n_o[apgr/min]. Ātruma noteikšanas kļūdā ienāks tīģeļa griešanas ātruma uzstādīšanas kļūda un zondes koordinātes R_o uzstādīšanas kļūda. Tādejādi kopējo kausējuma azimutālā ātruma noteikšanas kļūdu meklēsim pēc formulas:

$$\Delta F(x_1, \dots, x_n) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial F}{\partial x_i}\Big|_{x_i = x_o}\right)^2} \Delta x_i^2 , \qquad (5.2)$$

kur DF - meklējama kļūda. Diferencējot (5.1), pēc (5.2) saņemsim

$$\Delta \mathbf{V} = \sqrt{\left((2\pi/60)\mathbf{R}_0\right)^2 \Delta n^2 + \left((2\pi/60)\mathbf{n}_0\right)^2 \Delta r^2},$$
(5.3)

kur ΔR - rādija noteikšanas kļūda ($\Delta R=0.5 \text{ mm}$), Dn - tīģeļa griešanas ātruma uzstādīšanas kļūda ($\Delta n=0.1 \text{ apgr/min}$), $R_o = 175 \text{ mm}$, $n_o = 5 \text{ apgr/min}$. Līdz ar to pēc (5.3) $\Delta V=1.85 \text{ mm/s}$.

Tad zondes rādījumi ietvers kļūdu, kas bija saistīta kalibrēšanas ātruma noteikšanas neprecizitāti un zondes mērīšanas kļūdu. Atradīsim ātruma zondes mērīšanās kļūdu. Ātruma mērījumu rezultāts divām ātruma komponentēm ir parādīts Zīm.5.2.a.



Zīm.5.2.a. Ātruma zondes mērījumi bez vidēja lieluma zondes mērīšanas kļūdas noteikšanai

Tabula 5.2.

Vidējais lielums	Summa	Punktu skaits	Standarta kvadrātiskā novirze
<v>= 1/n ? Vi</v>	? Vi	n	
			$SD = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n} (V_i - \langle V \rangle)^2}$
1) 91.62021	229050.53291	2500	0.8386 (0.92%)
2) 91.61778	229044.43893	2500	0.93134 (1.02%)

Tātad par ātruma mērījumu kļūdu ņemsim lielākas instrumentālās kļūdas lielumu. Mērījumu precizitāte ir $V_{rz} = \langle V_{rz} \rangle \pm 1.85$ mm/s.

5.3. Eksperimentu procedūra.

Eksperimentu laikā tika uzturēta sekojoša procedūra.

Vispirms no kausējuma virsmas notīra oksīda plēvi, kristāla apakšēja virsmu pārklāj ar InGaSn amalgamu, nodrošinot labu termisku kontaktu ar kausējumu. Pēc tām neliela (2-3 mm) rotējošā kristāla daļa tiek iegremdēta kausējumā. Sāk griezt tīģeli. Ja nepieciešams, tiek ieslēgti magnētiskie lauki. Pēc tam tika ieslēgts tīģeļa sildītājs un kristāla un kausējuma virsmas dzesēšana. Lai sasniegtu stacionāro režīmu un stabilizētu temperatūras lauku un hidrodinamiskos procesus kausējumā, kausējums tika turēts šādā režīmā ap 2,5 – 3 stundas. Termopāris, kas atradās pie tīģeļa malas, reģistrēja kausējuma temperatūras izmaiņas no paša sildīšanas sākuma. Pēc tā rādījumiem tika noteikts moments, kad stacionārais režīms ir sasniegts un var sākt temperatūras lauka mērīšanu visā kausējumā. Šāda temperatūras līkne sildītāja jaudai 3000 W, ir paradīta Zīm.5.3., no kuras var redzēt, ka ap 60°C kausējuma temperatūra pie tīģeļa sienas, tika sasniegta pēc 120 – 180 min.



Zīm.5.3. Kausējuma temperatūtas izmaiņas punktā pie tīģeļa sienas no sildīšanas sakuma brīža (stacionāra siltuma režīma sasniegšanas laika noteikšanai)

6. HIDRODINAMIKAS UN SILTUMA PĀRNESES EKSPERIMENTĀLĀ PĒTĪŠANA KAUSĒJUMĀ BEZ ELEKTROMAGNĒTISKĀS IEDARBĪBAS.

Temperatūru lauku un hidrodinamisku procesu kausējumā eksperimentālā pētīšana tiek veikta diviem kausējuma līmeņa lielumiem H=140 mm un H=70 mm, kas 20-collu tīģelim atbilst maksimālai silīcija ielādei (reālā Čohraļska procesā) 50 kg un 1/3 no maksimālas ielādes, respektīvi - ap. 17 kg. Eksperimenti tiek veikti vienām pamata režīmam:

- kristāla griešanas ātrums 15 apgr/min;
- tīģeļa griešanas ātrums -5 apgr/min;

Kausējuma līmenim 140 mm, metāls tiks sildīts vienlaicīgi ar diviem sildītājiem, viens no kuriem, kā jau teikts iepriekš, atrodas pie tīģeļa sienas cilindriskas daļas, otrs – pie tīģeļa dibena. Sildītāju jaudas P_1 un P_2 izvelētas tādas, lai temperatūras kritums starp kristāla virsmu un tīģeļa sānu sienu būtu ap 20°C un vertikālais temperatūras kritums kausējumā (pie r=0) – ap 15°C. Šādai situācijai atbilst sildītāju jaudas $P_1=P_2=1500$ W.

Kā bija minēts iepriekš, liela ietekme uz temperatūras lauku kausējumā kā izrādās ir siltuma plūsmu attiecībai Q_s / Q_c , kur Q_c - siltuma plūsma caur kristālu un Q_s - siltuma plūsma caur kausējuma virsmu. Šī attiecība tika turēta ap $Q_s / Q_c \approx 10$, regulējot dzesēšanas ūdens plūsmu intensitātes caur kristālu un caur virsmu dzesēšanas spirāli. Izmērītas siltuma jaudas Q_s un Q_c demonstrē, ka kopējā siltuma jauda caur kristālu un caur spirāli $Q_s + Q_c$ ir maz atkarīga no kristāla un tīģeļa rotācijas ātrumiem, un šajā gadījumā tas sastāda ap $Q_s + Q_c = 2600 W$. Tādejādi, ņemot vērā, kā kopēja sildīšanas jauda kausējuma līmenim H=140 mm ir 3000 W, ap 400 W siltuma izkliedējas no tīģeļa ārējas virsmas.

Kausējuma līmenim H = 70 mm, tīģeļa sildīšana notika tikai ar vienu sildītāja sekciju – apakšējo, ar jaudu 2400 W. Šajā gadījumā kopējā siltuma plūsmas jauda, kas tika aizvadīta no kausējuma, sastādīja ap 2100 W. Tāpat kā iepriekšējā gadījumā, tās lielums maz atkarīgs no kristāla un tīģeļa griešanas režīmiem. Tādejādi, pirmā tuvinājumā varam uzskatīt, ka eksperimenti tiktu veikti pie pastāvīgiem siltuma plūsmu lielumiem katrām kausējuma līmenim.

No Tabulas 3.2. datiem redzams, ka procesa galveno kritēriju lielumi ir diezgan lieli. Tā, piemērām, Reinoldsa skaitlis kristālam un tīģelim atbilstoši ir $Re_c = 2.5 \times 10^4$ un $Re = 9.35 \times 10^4$, Grashofa skaitlis ir Gr= 4.5×10^9 . Tas apstiprina viedokli, ka kausējumā pastāv turbulents plūsmu raksturs ar attīstītiem hidrodinamiskiem un siltuma- robežslāniem pie kristāla un tīģeļa virsmas. Parasti šo robežslāņu biezums d ir samērā mazs. To lielumu var novērtēt pēc formulas [2]:

$$\delta = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}},\tag{6.1}$$

kur v - kausējuma kinemātiskā viskozitāte, ω - kristāla griešanas leņķiskais ātrums. Tas ir:

$$\delta_c = \sqrt{\frac{3E - 7}{15 \times 2\pi \,/\,60}} = 4.4E - 4$$

Tātad kristālam hidrodinamiskā robežslaņa biezums ir ap 0.4 mm, tīģelim tas ir atbilstoši 0.5 mm. Temperatūras robežslāņu biezums eitektikā ir ap 5 mm, tas ir 10 reizēs lielāks par hidrodinamisko slāņu biezumu (Pr=0.1). Tādejādi, mērot ar termopāri vai ātrumu zondi, praktiski nav iespējams iekļūt šajos robežslaņos. Līdz ar to visi mērījumi tiek veikti plūsmas kodolā. Šo secinājumu apstiprina ātruma sadalījuma mērījumi gar tīģeļa rādiju, kas bija iegūti kausējumā: tikai kristāla griešanas gadījumā un arī kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā.

6.1. Kausējuma līmenis H = 140 mm 6.1.1. Izotermisks režīms. Kristāla, kristāla un tīģeļa griešana.

a) Kristāla griešana izotermiskā režīmā.

Zīmējumā 6.1. var redzēt azimutālā ātruma Vj komponentes sadalījumu gar tīģeļa rādiju, režīmā, kad kristāla griešanas ātrums ir n_c=15 aprg/min, tīģeļa griešanas ātrums: n=0 (līkne 1 ilustrē kristāla virsmas azimutālo ātrumu, līkne 2 - kausējuma plūsmas azimutālo ātrumu 5 mm zem kristāla virsmas). No šiem datiem ir redzams, ka kausējums tīģelī, zem kristāla virsmas, griežas ar ātrumu, kas ir ievērojami mazāks par kristāla griešanās ātrumu un pie pašas kristāla virsmas veidojas ļoti plāns hidrodinamiskais robežslānis ar lielu azimutālā ātruma V_{\alpha} gradientu $\partial V_{\alpha}/\partial z$ (kur z - vertikāla koordināte, kas ir perpendikulāra kristāla virsmai). Līdzīgs gadījums (Zīm.6.1. līknes 3 un 4) priekš n_c=25 aprg/min un n=0 arī to apstiprina.

Nepieciešams pieminēt arī diezgan augstu hidrodinamisko plūsmu nestabilitāti, kas izpaužas caur lielām ātruma pulsācijām.

Lielu interesi rada sekundāro meridionālo plūsmu struktūra. Eksperimentālie dati priekš V_r un V_z komponentēm izotermiskā režīmā ar n_c=25 aprg/min, n=0 demonstrē viena virpuļa struktūru. Zīmējumā 6.3. paradīta šo plūsmu struktūra - strāvu līnijas. Tas tika iegūtas ar matemātisku eksperimentālu datu V_r(z) un V_z(r) apstrādi. Meridionālo plūsmu strāvu līnijas iegūva, risinot strāvu līniju y(r,z) vienādojumu [4]:

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -r\omega; \qquad (6.1)$$

$$\omega = \frac{\partial V_z}{\partial r} - \frac{\partial V_r}{\partial z}; \quad V_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad V_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \tag{6.2}$$

kur ww - meridionālu plūsmu ātruma virpulis. w lielumu var atrast no eksperimentāliem datiem $V_r(z)$ un $V_z(r)$. V_r un V_z ātruma komponentes tika mērītas gar z koordināti atsevišķos r punktos: r=0, 10, 20, 30,...240 mm ar soli 10 mm. Ātruma zondes gar kausējuma augstumu (z-koord.) pārvietošanas laikā tika mērītas ap 600 punktu. Tādejādi kausējuma augstumam H=140 mm datu matricu veido 24 $V_{r,z}(z)$ sadalījumi gar z. Pēc datu filtrācijas (lai samazinātu pulsāciju ietekmi), tika izveidotas jaunas V_r un V_z 40x25 datu matricas, ko tālāk lieto y(r,z) aprēķinā (6.2). Plūsmas līnijas kristāla griešanās (ar n_c=25 aprg/min) gadījumam parādītas Zīm.6.3. Plūsmas ātrums te ir samēra mazs : 1-3 mm/s.

b) Kristāla un tīģeļa griešana izotermiskā režīmā.

Kad bez kristāla griešanas, pretēja virzienā griež arī tīģeli, situācija mainās (Zīm.6.4.). Eksperimentālie dati, izmērīti priekš {n_c=15 aprg/min, n=-5 apgr/min} un { n_c=25 aprg/min, n=-5 apgr/min} demonstrē, ka šajā gadījumā tīģeļa griešanai ir dominējošā loma plūsmu struktūru veidošanā. Kausējums tīģelī griežas ar ātrumu, kas ir ļoti tuvs tīģeļa griešanas ātrumam, izņemot zonu kur r $\leq 0.3R$ (zem kristālā), te kristāla griešana pretējā virzienā atstāj savu ietekmi uz

ātruma sadalījumu šajā kausējuma zonā. Ātruma gradients $\frac{\partial V_{\varphi}}{\partial z}$ zem kristāla ir daudz lielāks,

nekā tas ir pie tīģeļa sienas ($\frac{\partial V_{\varphi}}{\partial r}$ pie tīģeļa sānu sienas un $\frac{\partial V_{\varphi}}{\partial z}$ pie tīģeļa dibena). To lielumus

nosaka kristāla un tīģeļa virsmu (kas atrodas saskarē ar kausējumu) laukumu attiecība. Salīdzinot ar gadījumu, kad griežas tikai kristāls (n=0), šajā gadījumā palielinājās plūsmu stabilitāte: pulsāciju amplitūda procentuāli paliek līdzšinējā, bet raksturs kļuva vairāk sakārtots.

Meridionālo plūsmu struktūra šajā gadījumā paliek kļūst komplicētākā. Eksperimentālie dati pēc attiecīgas matemātiskas datu apstrādes ir redzami Zīm.6.5. Šī struktūra vairāk atbilst 2-virpuļu struktūrai, kas salīdzinot ar iepriekšējo gadījumu (p.6.1.1) ir sarežģītākā: pie virsmas kausējums plūst no kristāla uz tīģeļa sienas pusi. Sekundārais, vājākais virpulis, kas griežas pretējā virzienā atrodas pie tīģeļa dibena, tā stūrī.

6.1.2. Neizotermisks režīms.

6.1.2.1. Termogravitācijas konvekcija.

Neizotermiskā režīmā temperatūra lauka struktūru tīģelī nosaka kausējuma hidrodinamisku plūsmu struktūra, to intensitāte, kā arī robežnosacījumi uz kristāla, tīģeļa un kausējuma brīvās virsmas. Ka jau bija teikts iepriekš, šajā eksperimentā, siltuma plūsma no tīģeļa sildītāja sadalīta starp kristālu un dzēšamas spirāli pie kausējuma brīvās virsmas. Tam, salīdzinot ar gadījumu bez spirāles, kad kausējums atdziest tikai caur kristālu, jāpalielina vertikālo temperatūras gradientu tīģelī un jāsamazina horizontālu gradientu, līdz ar to temperatūras lauks tuvinās reālajai situācijai augšanas procesā. Termogravitācijas konvekcijas intensitātei arī jāpalielinās šajā gadījumā.

Eksperimentālie dati pamata gadījumam - n_c=0, n=0, kad kausējumā ir tikai termiskās konvekcijas izraisītas plūsmas, parādīti Zīm.6.6. Tas apstiprina to faktu kā šajā režīmā pastāv viena virpuļa struktūra. Karsts metāls no tīģeļa dibena ceļas gar tīģeļa sienu līdz kausējuma virsmai, tālāk kustas no tīģeļa malas gar kausējuma virsmu līdz kristālam, kur atdzēst, un nolaižas tīģeļa apakšējā zonā.

Temperatūras lauka eksperimentālie dati kausējumā parādīti Zīm.6.7., 6.7.1.,6.7.2. Tie izmērīti trim kristāla un tīģeļa griešanas režīmiem:

- n_c=0, n=0;
- n_c=15 apgr/min, n=-5 apgr/min;
- n_=25 apgr/min, n=-5 apgr/min;

Sildītāja kopēja jauda ir 3000 W. No tas apmēram 2000 W iet caur kausējuma virsmu un apmēram 200 W - caur kristālu, - šie siltuma plūsmas lielumi tika reģistrēti izmērot dzesēšanas ūdens temperatūras kritienus uz kristāla un spirāles. Atlikušā nereģistrēta jauda ir siltuma zudumi no tīģeļa sienām. Temperatūras lauka mērījumi notika sekojošā kartībā: termopāris tika novietots tīģeļa centrā nepieciešamā z-koordinātes punktā (z=5, 10,...120 mm). Pēc tam apmēram 8 min laikā termopāri pārvieto pa rādiju no tīģeļa centra līdz malai ar ātrumu 0.5 mm/sec. Šajā laikā tiek izmērītas ap 1200 punktu tīģeļa radīja garumā.

Saņemtie dati tika izmantoti temperatūras lauka zīmēšanai izotermu veidā. Šīm mērķim bija izmantota pilna eksperimenta datu matrica ar soli gar z - asi 10 mm, izņemot pirmu z soli, kurš

bija 5 mm. Dati gar r-koordinati, tika filtrēti, lai tiktu vaļā no temperatūras pulsācijām, tādejādi temperatūras sadalījumu pēc filtrēšanas varam uzskatīt par vidējo laikā. Filtrācija panākta ar ciparu filtra algoritmu : temperatūra punktā *i* ir vidējais lielums T_i intervālā:

$$[i-(n-1)/2, i+(n-1)/2],$$
 (6.3)

kur n - punktu skaits no kuru ņemam vidējo, i - tekošais punkta numurs. Pēc datu interpolācijas z virzienā, tiek būvētas izotermas.

Zīmējumā 6.7.1.-6.7.2. paradīts līdzīgs temperatūras sadalījums kausējumā, bet ar kristāla un tīģeļa griešanu. Apskatot šos divus gadījumus, varam secināt, ka sadalījums, kas tika sasniegts ar griešanu ir tuvs reālajai situācijai silīcijā. Izņēmums var būt tikai zona pie tīģeļa malas, kur izotermas ir praktiski vertikālas. Tas varētu būt izskaidrojams ar to, ka dotajā eksperimentā kausējuma sildīšanai tīģeļa sānu un dibena sildītāju jaudas bija vienādas. Bet, tomēr, radiālais temperatūras gradients gadījumā ar griešanu palielinājies, savukārt, vertikālais gradients pie kausējuma virsmas samazinājies. Tas var būt saistīts ar impulsa pārnesi samazināšanu radiālā virzienā, kas ir raksturīgs griešanas gadījumam.

6.1.2.2. Temperatūras pulsācijas kausējumā.

Temperatūras pulsāciju mērījumi notika sekojoši: termopāris bija uzstādīts kādā noteiktā kausējuma punktā. Izvēlētās punktu koordinātes pulsāciju mērījumiem (z=5 mm):

r=0 - sistēmas centrā; r=75 mm - pie kristāla malas; r=85 mm- pie kristāla arējas malas; r=160 mm - zem kausējuma brīvās virsmas; r=240 mm - pie tīģeļa sienas.

Katrā punktā 200 sekundēs temperatūra tika izmērīta 3000 reižu. Temperatūras pulsāciju mērījumu rezultāti dažādiem režīmiem parādīti Zīm.6.9.1. - 6.9.4. Rezultāti rada, ka visos variantos konvekcijas izraisīto pulsāciju amplitūda ir diezgan liela (3 - 5°C), bet tomēr parādoties kristāla un tīģeļa rotācijai to amplitūda mazliet samazinās (1.5 - 2°C) un to frekvence palielinās, kā arī mainās pulsāciju raksturs - tās kļūst vairāk sakārtotas (Zīm.6.9.3-6.9.4). To var paskaidrot ar kristāla un tīģeļa griešanas konvekcijas stabilizējošo lomu.

Temperatūras pulsāciju skaitliskai analīzei, eksperimentālie dati bija attiecīgi apkopoti: katrā punktā noteikta vidējā temperatūra T un vidēji - kvadrātiskā novirze T**:

$$T^{**} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (T_i - T)^2}; \qquad (6.4)$$

kur N - punktu skaits, T - vidēja temperatūra dotajā punktā. Šie dati apkopoti Tabulā 6.1., kur T_1, T_2, \dots, T_5 - ir vidējas kausējuma temperatūras attiecīgi katrā no punktiem: r=0, 75, 85, 160, 240 mm. Lielumi $\Delta T_1 = T_5 - T_1$ - temperatūras starpība starp tīģeļa sienu un kristāla centru, $\Delta T_2 = T_2 - T_1$ - temp. kritums starp kristāla centru un to malu, $\Delta T_2 = T_3 - T_2$ - temp. starpība pie kristāla malas (ap 10 mm starp punktiem). Viegli pamanīt, ka ΔT_1 ir mazāka kad n_c=0 un n=0, t.i. kausējumā pastāv tikai termogravitācijas konvekcija. Pie tam gradients zem kristāla ΔT_2 šajā gadījumā ir



Zīm.6.1. Kausējuma azimutālas ātruma komponentes V_{ϕ} sadalījums gar tīģeļa radīju divos kristāla griešanas režīmos:

- 1 kristāla virsmas V $_{_{\phi}}$ ātrums pie n $_{_{\rm c}}{=}15$ apgr/min
- 2 V_{ϕ} sadalījums kausējumā pie n_c=15 apgr/min
- 3 kristāla virsmas $V_{_{\varphi}}$ ātrums pie $n_{_c} {=} 25$ apgr/min
- 4 V $_{_{\phi}}$ sadalījums kausējumā pie n $_{_c} = 12$ apgr/min



Zīm.6.3. Kusējuma meridionālu plūsmu struktūra (stravu līnijas), kas atbilst kristala griesanas gadījumam ar ātrumu 25 apgr/min.

 $\psi_{max} = 2 \times 10^{-6} \text{m}^3/\text{s}, \ \psi_{min} = -3.8 \times 10^{-5} \text{m}^3/\text{s})$





Zīm.6.6. Strāvu līnijas meridionālām kausējuma plūsmām tikai termogravitācijas konvekcijas gadījumam. $(\psi_{min} = -1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}; \psi_{max} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s})$

Zīm.6.7.1. Temperatūras lauks kausējumā kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā ar ātrumiem n_c=15 apgr/min, n=-5 apgr/min





Zīm.6.7. Temperatūras lauks kausējumā tikai termiskas konvekcijas gadījumā (n_c=0, n=0)







Zīm.6.9.1. - 6.9.4. Temperatūras pulsācijas dažos punktos gar tīģeļa radīju dažadiem griešanas režīmiem.



Zīm.6.10. Temperatūras pulsāciju spektri logaritmiskā skalā. (līkne 1 atbilst likumam f^{-5/3}, kur f - frekvence)

maksimāls un brīvās virsmas zonā - tas it minimāls. Kristāla un tīģeļa griešana (ar piem. n=-5 aprg. /min un n_c=15 aprg./min) palielina temperatūras starpību ΔT_1 , kamēr zem kristāla temp. starpība ir praktiski pastāvīgs un aug brīvās virsmas zonā. Temp. starpība ΔT_3 pie kristāla malas maksimāla kristāla un tīģeļa pretīmgriešanās gadījumā, kad radiālo plūsmu intensitāte ir vismazākā. To varētu izskaidrot ar to, ka notiek termiskās konvekcijas kompensācija ar piespiedu konvekciju, kas ir izraisīta ar kristāla un tīģeļa rotāciju un impulsa pārnese radiālā virzienā ir apspiesta.

Temperatūras pulsāciju matemātiskās apstrādes rezultāti apstiprina secinājumu, ka vislielākās pulsācijas ir režīmā, kad kristāla un tīģeļa griešanas nepastāv (nc=0, n=0). Griešana mazliet samazina pulsāciju lielumu visā kausējuma tilpumā.

Arī no temperatūras pulsāciju spektriem - Zīm. 6.10, kurus iegūst lietojot "ātras Furje transformācijas" algoritmu, var redzēt, ka gadījumā ar tīģeļa un kristāla griešanu, pulsācijām ar zemu frekvenci ir daudz mazāka amplitūda. Tas apstiprina faktu ka griešanai jāstabilizē termisko simetriju kausējumā. Spektru dati paradīti logaritmiskā mērogā. Līkne 1 katrā diagrammā atbilst likumam:

$$A \sim f^{-5/3}$$
, (6.5)

kur f - frekvence. Šis likums (vai pulsāciju spektra slīpuma leņķis) raksturīgs turbulēntam plūsmu režīmam zemu frekvenču intervālā. No šīm diagrammām var skaidri redzēt, ka pat n=0, n_c=0 gadījumā, kad kustība kausējumā notiek tikai termogravitācijas konvekcijas dēļ, kā arī griešanas gadījumā, spektri atbilst turbulēntam režīmam.

6.2. Kausējuma līmenis 70 mm.

Eksperimentālie dati kausējuma līmenim 70 mm galvenokārt ir līdzīgi datiem priekš H = 140 mm. Piemēram, azimutālas ātruma komponentes mērījumu rezultāti sakrīt H = 140 mm. Meridionālu plūsmu mērījumu rezultāti (skat. Zīm.6.11) kristāla griešanai izotermiskā režīmā atšķiras no iepriekšēja gadījuma (H=140 mm) - ir komplicētāks plūsmu raksturs - tās ir sašķeltas vairākos virpuļos. Tāpat kā lielam kausējuma līmenim, šajā gadījumā tīģeļa centrālajā daļā veidojas virpulis, kas griežas pulksteņa radītāja virzienā ar maksimālo ātrumu. Tajā pašā laikā, daudz vājāki virpuļi rodas pie tīģeļa sienas zem kristāla. To spēks ir 3 -5 reiz mazāks.

Pievienojot tīģeļa griešanu ar n= -5 apgr/min plūsmu struktūra mazliet vienkāršojas - galvenā virpuļa spēks palielinās un virpulis zem kristāla praktiski pazud ($Z\bar{I}m.6.12$).

Neizotermiskā gadījumā kausējums tiek sildīts tikai ar apakšēju sildītāju, kura jauda 2400 W. Kopēja jauda, kas tika novadīta no kausējuma šajā gadījumā ap 2100 W. Termogravitācijas konvekcijas izraisīto plūsmu ātruma mērījumi rāda, ka plūsmu raksturs priekš H=70 mm kļūst sarežģītāks. Kā arī augsta kausējuma līmeņa gadījumā, galvenais virpulis, kas atbilst termiskajai konvekcijai griežas vidējā tīģeļa zonā pretī pulksteņa radītāja virzienam ($\psi = 7E-6 \text{ m}^3/\text{s}$) - kausējums pie virsmas plūst no tīģeļa sienām uz centru. Tajā pašā laikā, zonā zem kristāla veidojas virpulis ar pretēju griešanas virzienu ($\psi = -6E-6 \text{ m}^3/\text{s}$). Šo eksperimentu rezultāts parādīts Zīm.6.13.

Temperatūras lauka mērījumiem tika pielietota tāda pati tehnika kā H = 140 mm gadījumā. Zīmējumā 6.14. (a) un (b) parādīti temperatūru sadalījumi kausējumā kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā ar ātrumu $n_c = 15$ apgr/min un n=-5 apgr/min. Rezultāti ir laba saskaņā ar iepriekšējo

Temperatūras pulsāciju analīze (skat. Zīm.6.15, 6.16) rāda, ka šajā gadījumā (H=70 mm), tāpat kā H=140 mm gadījumā, pulsācijas bez kristāla un tīģeļa griešanas ir ar zemu frekvenci. Parādoties kristāla un tīģeļa rotācijai, to frekvence nedaudz palielinās, tās kļūst vairāk sakārtotas, to amplitūda pazeminās līdz 2°C. Spektru analīze to apstiprina (Zīm. 6.16), ka arī to pieņēmumu ka plūsmu raksturs arī šajā gadījumā ir turbulēnts. Rezultāti ir apkopoti Tabulā 6.2. Šeit apzīmējumi:

- T₁₂₃₄₅ vidēja kausējuma temperatūra punktos (z=5): r=0, 75, 85, 160, 220 mm;
- $\Delta T_1 = T_5 T_1$ temperatūras starpība starp tīģeļa sienu un to centru;
- $\Delta T_2 = T_2 T_1$ temperatūras starpība starp kristāla sāni un to centru;
- $\Delta T_3 = T_3 T_2$ temperatūras starpība pie kristāla malas 10 mm attālumā;

Tāpat kā H = 140 mm gadījumā, ΔT_1 ir minimāls gadījumā, kad nav griešanas un kausējumā pastāv tikai termiskās konvekcijas izraisītas plūsmas (ap 12.5°C). Bez tam, temperatūras gradients gar tīģeļa rādiju šajā gadījumā ir maksimāls zem kristāla (vidēji - 0.7 °C/cm), un brīvās virsmas zonā ($T_5 - T_2$) temperatūras gradients ir mazāks (vidēji - 0.5 °C/cm). Kristāla un tīģeļa griešana palielina, pirmkārt, temperatūras starpību ΔT_1 gar visu tīģeļa rādiju, bet starpība zem kristāla ΔT_2 palielinās ļoti maz (skat Tab.6.2). Temperatūras kritums pie kristāla malas ΔT_3 nedaudz palielinās, kad kristāls un tīģelis griežas.

Temperatūras pulsāciju matemātiskās apstrādes rezultāti apstiprina to faktu, ka pulsāciju lielums ir maksimāls pie n=0, n_c=0. Kristāla un tīģeļa griešana samazina pulsāciju vidēji-kvadrātiskās novirzes T** lielumu un padara tās vairāk sakārtotas.



 $(\psi_{min} = -6.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}; \psi_{max} = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s})$



Zīm.6.11. Meridionālo plūsmu strāvu līnijas tikai kristāla griešanas gadījumam izotermiskā režīmā dažadiem griešanas ātrumiem kausējuma līmenim H=70

 $mm. (\psi_{min} = -1.2 \cdot 10^{-5} m^3/s; \psi_{max} = 4 \cdot 10^{-6} m^3/s)$



$$\label{eq:2.1} \begin{split} Z\bar{n}.6.12.~Kristāla un tīģeļa griešana~n_c = 25~rpm,\\ n = -5~rpm izotermiskā režīmā kausējuma līmenin H=70mm~(\psi_{min} = -1.5\cdot 10^{-5} m^3/s;~\psi_{max} = 4.5\cdot 10^{-6}~m^3/s) \end{split}$$



Zīm.6.13. Termogravitācijas konvekcijas plūsmas režīmā $n_c = 0$, n = 0kausējuma līmenim H=70 mm. $(\psi_{max} = 7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}, \psi_{min} = -6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s})$



b)



 $Z\bar{n}$.6.14. Temperatūras sadalījumi kausējumā dažādos z līmeņos (a) un tam atbilstošs temperatūras lauks (b) priekš H=70 mm un n_c=15 apgr/min, n=-5 apgr/min.



Zīm.6.15. Temperatūras pulsācijas kausējuma līmenim H=70 mm dažādos punktos r gar tīģeļa radīju, ar (b) un bez (a) kristāla un tīģeļa griešanu.



Zīm.6.16. Termperatūras pulsaciju spektri režīmā n_c = 15 apgr/min, n = - 5 apgr/min dažādos punktos gar r (kausējuma līmenis H=70 mm) Līkne 1 atbilst likumam freq^{-5/3}

n _c /n	r,mm	ΔT,C	$\Delta T_1, C$	$\Delta T_2, C$	$\Delta T_3, C$	T**,C
n _c =0	0	40.78111	13.60723	6.46483	-0.1317	1.07733
n=0	75	47.24594				1.34731
	85	47.11428				1.10424
	160	49.07397				0.63002
	245	54.38834				0.40851
n _c =15 rpm	0	40.21484	13.36531	5.07459	0.0189	0.98118
n=0	75	45.28943				0.45916
	85	45.30831				0.85592
	160	49.19442				0.49722
	245	53.58015				0.72364
n _c =15 rpm	0	37.44422	25.99067	6.22526	1.2098	0.91956
n= -5 rpm	75	43.66948				0.48777
	85	44.87924				0.72927
	160	50.1296				0.66132
	245	63.43489				0.73602
			-	-		
n _c =25 rpm	0	37.92403	24.81732	8.05129	0.8544	0.60677
n= -5 rpm	75	45.97532				0.51073
	85	46.82973				0.73303
	160	50.12859				0.58061
	245	62.74135				0.99255

Temperatūras pulsāciju mērījumu statistika kausējuma augstumam H=140 mm Tabula 6.1.

Temperatūras pulsāciju mērījumu statistika kausējuma līmenim	H=70 mm
Tabula 6.2	

n₀/n	r.mm	ΔT,C	$\Delta T_1, C$	$\Delta T_2, C$	$\Delta T_3, C$	T**,C
n _c =0	0	40.40645	12.54124	5.4009	1.0581	1.25679
n=0	75	45.80735				1.60518
	85	46.86547				1.31588
	160	50.32276				1.05384
	220	52.94769				0.88418
n _c =15 rpm	0	36.63864	19.70891	7.24428	1.3914	0.55005
n=-5 rpm	75	43.88292				0.58361
	85	45.27434				0.79751
	160	49.29854				0.47133
	220	56.34755				0.495

7. HIDRODINAMIKAS UN SILTUMA PĀRNESES EKSPERIMENTĀLĀ PĒTĪŠANA KAUSĒJUMĀ AR ELEKTROMAGNĒTISKO IEDARBĪBU UZ TO.

Galvenais šīs eksperimentālas pētīšanas daļas mērķis ir magnētisku mainīgo lauku iedarbības uz Čohraļska procesu izpēte. Kā divi iespējami varianti var būt apskatīti:

- pulsējošais elektromagnētiskais lauks solenoidāls vienfāzes mainīgais magnētiskais lauks;
- skrejošais elektromagnētiskais lauks trīsfāzu mainīgais magnētiskais lauks;

Šo lauku gadījumā, var pielietot vienu un to pašu induktoru, kas var būt novietots zonā apkārt augšanas iekārtas un tiktu barots ar 50 Hz elektrisko strāvu. Neskatoties uz jaudas disipāciju kameras sienās, šai pieejai ir daži izdevīgi momenti. Pirmkārt tas ir vakuuma higiēnas jautājumi, otrkārt - nav vajadzīga nopietna augšanas kameras rekonstrukcija, treškārt - induktors novietots ārpus augsto temperatūru zonās.

Plānota eksperimentālā pētīšana galvenokārt skar mainīgo lauku iedarbības hidrodinamiskus aspektus (plūsmu ātrumu un struktūras noskaidrošana), kā arī iedarbības sekas uz temperatūras lauku kausējumā augšanas procesa laikā.

Pieņemtie apzīmējumi:

AC-lauks - vienfāzes pulsējošais elektromagnētiskais lauks (alternating field); TF-lauks - trīsfāzu skrejošais elektromagnētiskais lauks (travelling field);

7.1. AC LAUKA IEDARBĪBAS PĒTĪŠANA 7.1.1. AC lauka iedarbības pētīšana kausējuma augstumam H = 140 mm.

7.1.1.1. Plūsmu struktūras pētījums.

Eksperimentālie dati, kas tika saņemti bez elektromagnētiskās iedarbības uz kausējumu, varētu kalpot par atskaites punktu elektromagnētisko lauku iedarbības pētīšanai modelējot augšanas procesus. AC-lauka induktors sastāv no trim, paralēli savienotām spolēm, kas atrodas magnētiskās sistēmās centrā. Šo spoļu vidējais platums sakrīt ar kausējuma brīvās virsmas līmeni.

Pirmkārt apskatīsim plūsmu ātrumu datus izotermiskā režīmā pie n=0, n =0. Šo pētījumu rezultāti ir diviem AC-lauka lielumiem: (lineāra strāvas slodze) NI=2000 A un NI=3000 A. Kausējuma meridionālu plūsmu strāvas līnijas ir apkopotas Zīmējumā.7.1. Tas tika iegūtas no eksperimentālo mērījumu datiem – $V_r(r,z)$ un $V_z(r,z)$ ātruma komponentu sadalījuma kausējumā.

Plūsmu struktūrai ir izteikts divvirpuļu raksturs; virpuļi atrodas pie tīģeļa sānu sienas viens virs otra un ir izstiepti gar tā rādiju, griežas pretējos virzienos. AC-lauka indukcijai palielinoties, plūsmu intensitāte aug un to struktūra mazliet mainās. Mazākas indukcijas gadījumā (NI=2000 A), kausējumā dominē augšējais virpulis, - apakšējais ir saspiests un tam ir mazāka intensitāte. Palielinātas indukcijas gadījumā (NI=3000 A), virpuļi kļūst praktiski vienādi. Par iemeslu tam var uzskatīt, ka pēdējā gadījumā kausējumā lauka iespiešanās dziļums palielinājis un lauka sadalījums gar kausējuma aksiālo koordinātu (respektīvi kausējuma augstumu) kļūst vairāk homogēns šajā tīģeļa zonā - tie tās sienas, kur koncentrējas skin-slānis. Tas nozīmē ka kausējumā inducētu spēku sadalījums gar tā augstumu kļūst vienmērīgāks. Acīmredzot šī virpuļu savstarpējā ģeometrija (kāds no tiem dominē utt.) ir atkarīga no savstarpējas kausējuma un induktora ģeometriskās konfigurācijas, tām par iemeslu ir AC-induktora mazs augstums attiecībā pret kausējuma augstumu un lauka sadalījums gar kausējuma augstumu ir ļoti nevienmērīgs (skāt. Zīm.4.5. - AC-lauka indukcijas sadalījums). Jāpasvītro arī, ka plūsmu struktūrai ir skaidri izteikta aksiāla simetrija.

Kaut arī ātruma mērījumu eksperimenti magnētiskajos laukos tika veikti bez kausējuma sildīšanas, t.i. izotermiskā režīmā (kas bija saistīts ar daudzām grūtībām mērot kausējuma ātrumu neizotermiskā režīmā, - ātruma zondes signālu šajā gadījumā ietekmēja kausējuma temperatūra - tādejādi radot termo e.d.s. InGaSn - Cu), tomēr salīdzinot ātrumu mērīšanas rezultātus kristāla un tīģeļa rotācijas gadījumā (izotermiskā režīmā) un termiskās konvekcijas gadījumā, mēs varam konstatēt, ka elektromagnētiskā kausējuma maisīšana neizotermiskā režīmā stipri dominēs virs termiskās konvekcijas un tai būs noteicoša lomā hidrodinamisku plūsmu struktūras veidošanā tīģelī.

7.1.1.2. Temperatūras lauku pētīšana.

Zīmējumos 7.2 - 7.3. apkopoti temperatūras lauka mērījumu rezultāti AC-lauka iedarbības gadījumā. Tas apstiprina faktu, ka intensīva kausējuma maisīšana noved pie temperatūras starpības (starp tīģeļa sienu un tā centru) samazināšanas par ~5..8°C. Izotermu slīpuma leņķis arī mainās - izotermas ir izstieptas gar plūsmas virzienu un temperatūras lauka struktūra pārveidojas atbilstoši plūsmas sadalījumam.

Temperatūras starpību un pulsāciju mērījumu rezultāti dažādiem režīmiem - bez AC-iedarbības un ar NI=2000A un NI=3000A parādīti Tabulā 7.1. Te ir, kā parasti, ir $T_{1,2,3,4,5}$ - vidējas temperatūras lielumi z=5 līmenī dažādos punktos gar kausējuma rādiju (r=0, 75, 85, 160, 240). ΔT_1 - temperatūras kritums pa tīģeļa rādiju, $\Delta T2$ - kritums zem kristāla, $\Delta T3$ - pie kristāla sāņa. Salīdzinot šos datus ar iepriekšējo eksperimentu rezultātiem bez elektromagnētiskās iedarbības uz kausējumu, ir viegli pamanīt, kā AC-lauks samazina temperatūras kritumu kausējuma tilpumā. Šis fenomens piesaka sevi jau pie iedarbības lieluma NI=2000A, bet vairāk tas izpaužas pie NI=3000 A. Pie tam, samazinās arī radiālais temperatūras gradients pie kristāla sienas (r=75...85 mm). Temperatūras pulsāciju pētīšanas rezultāti (Zīm.7.4.1. un Zīm.7.4.2.) rāda, ka AC-lauka iedarbība samazina arī pulsāciju amplitūdu (vai novirzi T**) un palielina to frekvenci. Tāpat kā iepriekšējos gadījumos, pulsāciju spektru analīzes rezultāti, apstiprina plūsmu turbulēnto raksturu.

7.1.2. AC - lauka iedarbības pētīšana kausējuma augstumam H = 70 mm.

7.1.2.1. Plūsmu struktūra

Plūsmu struktūra režīmam nc=0, n=0 (tikai iedarbība ar AC lauku, griešanas nav) dažādiem AC lauka lielumiem ir parādīta Zīm.7.5. Tā kā pazemināta kausējuma līmeņa gadījumā AC lauka iedarbības efektivitāte samazinās, lauka lineārās strāvas slodze tika palielināta līdz NI=3000A un 5000A. Abos gadījumos (NI=3000 un 5000 A) plūsmu struktūra saglabājas iepriekšējā - tai ir divvirpuļu raksturs. Virpuļi atrodas viens virs otra un ir izstiepti gar tīģeļa rādiju. Jāpasvītro arī, ka AC lauka lielumam palielinoties no NI=3000A līdz 5000A notiek enerģijas sadalīšana no jauna starp virpuļiem. NI=3000A gadījumā abi virpuļi gandrīz vienādi pēc enerģijas. 5000 A gadījumā virsēja virpuļa ātrums palielinās gandrīz divreiz salīdzinot ar NI=3000A gadījumu.



Zīm.7.1. Meridionālu plūsmu strāvu līnijas kausējuma ar AC-lauka iedarbību (a) NI = 2000 A un (b) NI=3000A bez kristāla un tīģeļa griešanas (n_c = 0, n = 0) izotermiskā režīmā.





Zīm.7.2. Temperatūras lauks kausējuma kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā (n_c=15 apgr/min, n=-5 apgr/min) ar AC lauka iedarbību NI=2000 A

Zīm.7.3. Temperatūras lauks kausējuma kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā (n_c=15 apgr/min, n=-5 apgr/min) ar AC lauka iedarbību NI=3000 A



Zīm.7.4.1. Temperatūru pulsācijas pie kausējuma virsmas dažados punktos gar r zem AC lauka iedarbības: a) NI = 2000 A; b) NI = 3000 A



Zīm.7.4.2. Temperatūru pulsāciju spektri punktā z=5 mm, r=245 mm (tīģeļa radījs) zem AC lauka iedarbības: a) NI = 2000 A; b) NI = 3000 A; (līkne 1 atbilst likumam freq^{-5/3}



 $(\psi_{min} = -3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}; \psi_{max} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s})$







Zīm.7.5. Meridionālu plūsmu struktūra kausējuma līmenim H=70 mm izotermiskā režīmā bez kristāla un tīģeļa griešanas ar AC lauka iedarbību: a) **NI = 3000 A;** b) **NI = 5000 A**









Zīm.7.6. Temperatūras lauks kausējuma līmenim H=70 mm kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā (n_c=15 apgr/min, n=-5apgr/min) ar AC lauka iedarbību: a) NI=3000A; b) NI=5000A;

Temperatūras pulsāciju statistika iedarbībai ar AC lauku (H=140 mm)

					Tabula 7.1	
NI,A	R,mm	T,C	$\Delta T_1, C$	$\Delta T_2, C$	$\Delta T_{3}, C$	T**,C
0	0	37.44422	25.99067	6.22526	1.20976	0.91956
	75	43.66948	,			0.48777
	85	44.87924				0.72927
	160	50.1296	,			0.66132
	245	63.43489	,			0.73602
	-		•			
2000	0	39.40	15.47	7.24	0.83	1.01
	75	46.64				0.52
	85	47.47				0.52
	160	48.67				0.55
	245	54.87				0.41
3000	0	42.18	14.70	7.40	0.30	0.67
	75	49.59				0.44
	85	49.88	,			0.43
	160	52.62				0.31
	245	56.88	,			0.13

Temperatūras pulsāciju statistika priekš H=70 mm un iedarbību ar AC lauku Tabula 7.2.

NI,A	R,mm	T,C	$\Delta T_{1}, C$	$\Delta T_2, C$	$\Delta T_{3}, C$	T**,C
0	0	36.63864	19.70891	7.24428	1.39142	0.55005
	75	43.88292				0.58361
	85	45.27434				0.79751
	160	49.29854				0.47133
	220	56.34755				0.495
3000	0	38.80	16.22	7.95	0.88	0.88
	75	46.75				0.67
	85	47.63				0.49
	160	48.59				0.51
	220	55.02				0.36
5000	0	41.98	14.91	7.36	0.68	0.79
	75	49.34				0.72
	85	50.02				0.55
	160	52.88				0.47
	220	56.89				0.33

Otra, mazāka virpuļa enerģija, laukam palielinoties no 3000A līdz 5000A, samazinās. Kausējuma ātrumi abos gadījumos, protams, ir daudz lielākas par tiem, kas bija tikai termiskās konvekcijas gadījumā, vai tikai kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā.

Zīmējumi 7.6 demonstrē temperatūras lauka mērījumu rezultātus kausējuma augstumam 70 mm kristāla un tīģeļa griešanas gadījumam ar AC lauka iedarbību 3000 un 5000 A. No tiem var redzēt, ka stipra kausējuma maisīšana 5000 A gadījumā samazina temperatūras kritumu tīģelī par 3..4°C. Izotermu slipuma leņķis arī mainās, sekojot plūsmu struktūrai (skat. Zīm.7.5).

Tabulā 7.2. apkopoti temperatūras kritumu mērījumu rezultāti 5 mm zem kausējuma virsmas dažādos punktos gar kausējuma rādiju r. Te ir T - kausējuma vidēja temperatūra dotajā punktā, ΔT_1 - temperatūras kritums starp tīģeļa sienu un kristāla centru, ΔT_2 - temperatūras kritums zem kristāla (gar to rādiju), ΔT_3 - temperatūras kritums 10 milimetros pie kristāla sāņa. No tiem var secināt, kā AC lauka iedarbība uz kausējumu šajā gadījumā (H=70mm) samazina temperatūras gradientu kausējumā, brīvās virsmas zonā, kā arī mazliet palielina temperatūru pulsāciju lielumu zem kristāla.

7.2. SKREJOŠO ELEKTROMAGNĒTISKU LAUKU (TF) IEDARBĪBAS PĒTĪŠANA.

Savienojot induktora spoles (skat. Zīm. 4.4. spoles 10,8,7) "zvaigznes" slēgumā un barojot tās ar trīsfāzu strāvu varām iegūt induktora darba telpā skrejošo lauku. Lai samazinātu fāzu nobīdes leņķi viena no fāzēm apgriezta par 180°, tādējādi ieguvām pieslēgšanas shēmu, kurai atbilst vektoru diagramma Zīm.4.4.a.II.

Skrejošā magnētiskā lauka iedarbība pētīta pie dažādiem lauka strāvas slodzes lielumiem - NI = 2000 A, 3000 A un 5000 A, kā arī diviem skrejoša lauka virzieniem - laukam skrienot uz augšu un uz leju gar vertikālo induktora z asi. Tāpat kā gadījumā ar AC lauku mērījumi tika veikti diviem kausējuma līmeņa lielumiem 140mm un 70 mm.

7.2.1. Kausējuma līmenis 140 mm.

7.2.1.1. *Ātrumu mērījumi*.

Ātruma struktūru mērījumi tika veikti izotermiskā gadījumā bez kristāla un tīģeļa griešanas, tas saistīts ar to, ka pastāvot tīģeļa un/vai kristāla griešanai (t.i. lielai V_{γ} ātruma komponentei kausējumā) un mērot V_z un V_r komponentes, kuru lielumi ir mazāki par V_{γ} , mērījumu precizitāte ļoti strauji krīt.

Meridionālu plūsmu sadalījumi, kas atbilst TF lauka iedarbībai ar NI_{TF}=3000A ir paradīti Zīm.7.7a. Tas atbilst diviem TF lauka virzieniem - uz leju un uz augšu. Redzam, ka plūsmu struktūrai ir izteikts viena virpuļa raksturs, kas saglabājas abos variantos - laukam skrienot uz augšu un uz leju. Mainās tikai virpuļa griešanās virziens. Līdzīgi eksperimenti tika veikti arī TF lauka strāvas slodzei NI = 5000 A - Zīm.7.7b. Šajā gadījumā plūsmu struktūra nemainās, bet virpuļu griešanas ātrums palielinās 2..3 reizēs.

7.2.1.2. Temperatūras lauka mērījumi.

Temperatūras lauks kausējumā ar skrejoša magnētiskā lauka iedarbību tika mērīts kad kristāla un tīģeļa griešanās ātrums $n_c = 15 \text{ apgr/min}, n = -5 \text{ apgr/min}$ un lauka lielums $NI_{TF} = 2000$ A un, kā iepriekšējā gadījumā, diviem lauka virzieniem. Šo mērījumu rezultāti ir paradīti uz Zīm. 7.8.

Redzam, ka temperatūras starpība kausējumā starp tīģeļa sienu un to centru atkarīgs no plūsmu virziena. Kad kausējuma ātrums pie virsmas ir virzīts no tīģeļa centra pie malas, temperatūras kritums gar to rādiju ir par 3..4 °C lielāks salīdzinot ar gadījumu kad kausējuma ātrumam ir pretējais virziens. Tabulā.7.3 ir apkopoti temperatūras pulsāciju mērījumu rezultāti pie z=5 mm dažādos punktos gar tīģeļa rādiju. Te ir ΔT_1 - temperatūras kritums gar tīģeļa rādiju, ΔT_2 - kritums zem kristāla (starp tā malu un centru), ΔT_3 - temp. kritums 10 mm garumā pie kristāla malas. Salīdzinot šos datus ar iepriekšēju mērījumu rezultātiem bez elektromagnētiskās iedarbības uz kausējumu, var secināt, ka iedarbība ar skrejošo magnētisko lauku uz kausējumu samazina temperatūras kritumu ΔT_1 , kad lauks "skrien" uz augšu un kausējums pie virsmas virzās no tīģeļa malas uz tā centru. Gadījumā, kad magnētiskais lauks "skrien" uz leju, kausējums pie brīvās virsmas plūst no tīģeļa centra uz tā malu un temperatūras kritums, salīdzinot ar gadījumu bez lauka iedarbības, palielinās.

Kausējuma temperatūras pulsāciju amplitūda pie n_c=15 apgr/min un n=-5 apgr/min (skat. Tab.7.3) skrejošā magnētiskā laukā mazliet samazinās. Temperatūras pulsāciju spektru analīze, kas tika veikta līdzīgi NI_{TR}=0 gadījumam, apstiprina plūsmu turbulēnto režīmu.

7.2.2. Kausējuma līmenis 70 mm.

Plūsmu struktūras mērījumu rezultāti skrejošā magnētiskā laukā iedarbības kausējuma līmenim 70 mm ir paradīti Zīm.7.10. Kā 140 mm kausējuma līmeņa gadījumā, tā šajā - plūsmu struktūrai ir viena virpuļa raksturs, tikai šajā gadījumā virpuļi ir vairāk izstiepti gar tīģeļa rādiju.

Temperatūra lauka mērījumu rezultāti kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā ar TF lauka iedarbību ir atspoguļoti Zīm.7.11. Redzam, ka arī šajā gadījumā temperatūras kritums gar tīģeļa rādiju ir atkarīgs no TF lauka iedarbības un no tā virziena, - TF laukam "skrienot" uz leju, temperatūras starpība palielinās, salīdzinot ar gadījumu bez TF lauka iedarbības un ar gadījumu, kad tas "skrien" uz augšu. Mainās arī izotermu slipuma leņķis - tās seko plūsmu struktūrai.

Temperatūru pulsāciju (z=5 mm, dažos punktos gar rādiju) analīze (Tab.7.4.) apstiprina to, kā analoģiski 140 mm kausējuma līmenim, šajā gadījumā pastāv lauka ietekme uz temperatūras kritumu kausējumā, kaut tā nav pārāk izteikta (skat Tab.7.4). Pulsāciju amplitūda ar TF lauka iedarbību, salīdzinot ar gadījumu, kad NI_{TR}=0, praktiski nemainās. Pulsāciju spektru analīze, parādā, ka kausējumā pastāv turbulēnts plūsmu režīms tāpat kā iepriekšējos gadījumos.



- 7.7a. Meridionālu plūsmu strāvu līnijas kas atbilst skrejoša lauka iedarbībai ar NI=3000 A kristāla un tīģeļa griešanas prombūtnē izotermiskā režīmā:
 - 1 magnētiskais lauks "skrien" uz leju; 2 lauks "skrien" uz augšu;



7.7b. Meridionālu plūsmu strāvu līnijas kas atbilst skrejoša lauka iedarbībai ar NI=5000 A kristāla un tīģeļa griešanas prombūtnē izotermiskā režīmā:

1 – magnētiskais lauks "skrien" uz leju; 2 – lauks "skrien" uz augšu;



Zīm.7.8.a. Temperatūras lauks kausējuma režīmā ar kristāla un tīģeļa griešanu ar skrejoša magnētiskā lauka iedarbību NI_{TR} = 2000A (lauks "skrien" uz leju)

Zīm. 7.8.b. Temperatūras lauks kausējuma režīmā ar kristāla un tīģeļa griešanu ar skrejoša magnētiskā lauka iedarbību NI_{TR} = 2000A (lauks "skrien" uz augšu)

R



Zīm.7.10. Meridionālu plūsmu strāvu līnijas izotermiskā režīmā kausējuma līmenim H=70 mm kristāla un tīģeļa griešanas prombūtnē ar skrejoša lauka iedarbību:

- a) lauka lineāra strāvu slodzes lielums NI = 3000 A;
- b) lauka lineāra strāvu slodzes lielums NI = 5000 A;
 - (TF lauks "skrien uz leju").



Zīm.7.11. Temperatūras lauki kausējuma līmenim H=70 mm režīmā ar kristāla un tīģeļa griešanu un iedarbību ar skrejošo magnētisku lauku NI = 3000 A dažādiem lauka virzieniem: a) lauks "skrien" uz augšu; b) lauks "skrien" uz leju;

					Tabula 7.3.	
NITR, A	R,mm	T,C	ΔT1, C	ΔT2, C	ΔT3, C	T**,C
0	0	37.44422	25.99067	6.22526	1.20976	0.91956
	75	43.66948				0.48777
	85	44.87924				0.72927
	160	50.1296				0.66132
	245	63.43489				0.73602
TF lauks "sl	crien" uz augš	iu				
2000	0 0	35.08	23.22	7.26	0.90	0.48
	75	42.34				0.28
	85	43.24				0.50
	160	45.70				0.32
	245	58.31				0.45
TF lauks "sl	krien" uz leju					
2000	0	30.09	28.84	14.53	0.33	0.53
	75	44.62				0.21
	85	44.95				0.33
	160	47.99				0.38
	245	58.93				0.79

Temperatūras pulsāciju statistika kausējuma līmenim H=140 mm ar skrejošo magnētisku lauku iedarbību Tabula 7.3.

Temperatūras pulsāciju statistika kausējuma līmenim H=70 mm ar skrējošo magnētisko lauku Tabula 7.4.

				1 abula 7.4.
NI _{tr} ,A	r,mm	T,C	$\Delta T_1, C$	T**,C
0	0	36.64	19.71	0.550
	75	43.88		0.584
	85	45.27		0.798
	160	49.30		0.471
	220	56.35		0.495
3000	0	36.91	21.44	0.686
	75	40.94		0.431
uz augšu	160	49.43		1.094
	220	58.35		0.957
3000	0	32.46	25.76	0.561
	75	40.60		0.383
uz leju	160	48.84		1.526
	220	58.22		0.628

7.3. CUSP PASTĀVĪGA MAGNĒTISKĀ LAUKA IEDARBĪBAS PĒTĪŠANA.

No Tabulas 3.2. nepieciešamais Hartmana skaitļa lielums CUSP pastāvīgu magnētisku lauku iedarbībai ir ap 400 (magnētiskās indukcijas lielums 40 mT). Kā zināms, Hartmana skaitlis nosaka elektromagnētisko un viskozo spēku attiecību. Tas nozīme, kā CUSP lauks var ievērojami samazināt nestacionāro hidrodinamisko plūsmu intensitāti un līdz ar to termogravitācijas konvekcijas izraisītu temperatūras pulsāciju amplitūdu.

CUSP lauka ģenerācijai nepieciešamas divas spoles, kas atrodas viena virs otras, un elektriskā strāva kurās tek pretējos virzienos. Tātad katra no spolēm inducē pastāvīgu magnētisku lauku. To magnētiskas indukcijas vektora virzieni ir vērsti viens otram pretī. Rezultātā veidojas nevienmērīgs magnētiskais lauks; to indukcijas līnijas shematiski parādītas Zīm.7.12.



Zīm.7.12. CUSP lauka iedarbības shēma.

Iedarbojoties ar CUSP lauku uz kausējumu, tā virsmai jābūt simetrijas plaknē starp divām induktora spolēm. Kā redzams no Zīm.7.12., šajā gadījumā zem kristāla virsmas magnētiskā lauka indukcijas lielums ir tuvs nullei. Kā zināms, elektromagnētisku spēku ģenerācijai nepieciešami lai kausējumā pastāvētu indukcijas vektoram perpendikulāra ātruma komponente. Ar šo MHD–spēku palīdzību konvektīvas plūsmas kausējumā var apspiest. Termogravitācijas konvekcijas plūsmu apspiešana ar CUSP lauku notiek sekojošās kausējuma zonās:

- pie tīģeļa dibena, tā centrālajā daļā, kur kausējuma ātrumam ir galvenokārt radiālais virziens V_r,
 bet CUSP laukam šajā zonā ir maksimālā aksiāla komponente B_z;
- pie kausējuma virsmas tīģeļa sānos; šeit pastāv kausējuma ātruma aksiālā komponente V_z un lauka radiālā komponente B_r .

Eksperimentu laikā pastāvīgo CUSP lauku rada induktora spoļu grupas nr.9 un 11 (skat. Zīm.4.1). Indukcijas lieluma 40 mT sasniegšanai induktora spoles baro ar strāvu 560 A. CUSP lauka iedarbība uz kausējumu tika pētīta diviem kausējuma līmeņiem tīģelī: H=140mm un H=70 mm sekojošos režīmos:

- Plūsmu struktūras mērījumi, kad kausējuma pastāv tikai termogravitācijas konvekcija.
- Kausējuma temperatūras lauka mērījumi, griežot kristālu un tīģeļi.
- Temperatūras pulsāciju mērījumi ar un bez kristāla un tīģeļa griešanas.

Plūsmu struktūras mērījumu rezultāti ar un bez CUSP lauka, režīmā, kas atbilst tikai termogravitācijas konvekcijas iedarbībai uz kausējumu ir parādīti Zīm.7.13(a,b). Salīdzinot šos divus gadījumus, var secināt, ka iedarbība ar CUSP lauku, pirmkārt gandrīz divreiz samazina plūsmu intensitāti. Bez tam plūsmu struktūra mazliet mainās. Zīmējumā 7.13.(b) redzams, ka galvenais ātruma virpulis (ψ =2·10⁻⁵ m³/s) koncentrējas zem brīvās kausējuma virsmas tuvāk tīģeļa malai. Salīdzinoši vājš virpulis (ψ =2·10⁻⁶ m³/s) atrodas pie kausējuma virsmas blakus kristāla malai, -tam par iemeslu varētu būt tas ka kristāla virsmas temperatūra ir mazliet augstāka par kausējuma virsmas temperatūru pie spirāles.

Temperatūras lauka mērījumu rezultāti, griežot kristālu un tīģeļi ir parādīti Zīm.7.14.1. CUSP lauka gadījumā ievērojami samazinās vertikālais temperatūras gradients. Gradienta samazināšanos var izskaidrot ar to, ka CUSP lauka iedarbības rezultātā kausējumā samazinās aksiāla konvektīva pārnese. Izotermu forma kļuva ļoti izteikta – izolīnijas atkārto konvekcijas virpuļa struktūru (skat. Zīm.7.13.(b)). Mazliet palielinās arī radiālais temperatūras gradients. No ta visā var secināt, kā notiek kausējuma plūsmu stabilizācija.

Temperatūras pulsāciju mērījumu rezultāti režīmam n_c=0, n=0 parādīti Zīm.7.14.2(a). un Tabulā 7.5. Pulsāciju mērījumi tika veikti dažādos punktos gar tīģeļa rādiju augstumā z = 5 mm. Tās apstiprina secinājumu, ka CUSP magnētiskais lauks palielina radiālo temperatūras kritumu ΔT_1 kausējumā un samazina termiskās konvekcijas temperatūras pulsāciju amplitūdu. Tas ir ļoti izteikts tieši šajā gadījumā, kad kristāls un tīģelis negriežas.

Zīm.7.14.2(b). demonstrē temperatūras pulsāciju mērījumu rezultātus gadījumā ar kristāla un tīģeļa griešanu un CUSP lauku iedarbību. Acīmredzot šajā gadījuma apspiežas tiek apspiestas tikai zemas frekvences temperatūras pulsāciju modas. Bet pulsācijas, kas saistītas ar kristāla un tīģeļa griešanu paliek – šis fakts var būt saistīts arī ar temperatūras lauka nesimetriju (vai ģeometrisku nesimetriju – tīģeļa un/vai kristāla sitieni) jeb atkarību no φ koordinātes. Ja radiālā un aksiālā kustība kausējumā ir apspiesta ar CUSP lauku, šī temperatūras nesimetrija var izpausties ļoti sakārtotu noteiktas frekvences temperatūras pulsāciju veidā (līdzīgi tam, kad nesimetriski griežas ciets ķermenis) kas arī ir mūsu gadījumā.

Pulsāciju stipras apspiešanas faktu CUSP laukā, kad n_c=0 un n=0 apstiprina arī pulsāciju spektri, kas ir paradīti Zīm. 7.15. Spektri kristāla un tīģeļa griešanas gadījumā arī apstiprina pieņēmumu, ka pulsāciju apspiešana šajā gadījuma nepastāv.

Līdzīgi eksperimenti ar CUSP lauka iedarbību uz termogravitācijas konvekciju tika veikti arī zema kausējuma līmeņa gadījumam H=70 mm. Zīm. 7.16.(a,b). ilustrē CUSP lauka ietekmi uz termisko konvekciju. Arī šajā gadījumā iedarbojoties ar CUSP lauku plūsmu intensitāte samazinās gandrīz divreiz. Salīdzinot ar H=140 mm, mazam kausējuma augstumam CUSP laukā mainās arī plūsmu struktūra. Kā redzams no Zīm.7.16. parastas termiskās konvekcijas gadījumā kausējumā ir divvirpuļu struktūra. Paradoties CUSP laukam virpulis zem kristāla virsmas pazūd un galvenais virpulis zem brīvās virsmas aiziet no savas iepriekšējās vietas tuvāk kristālam, tas izplātās gandrīz visā kausējuma tilpumā līdz tīģeļa centram, izņemot tīģeļa malas zonu. Arī kristālam un tīģelim griežoties, šī struktūra, acīmredzot saglabājas. No temperatūras lauka mērījumiem (skat. Zīm.7.17.) ir redzams, ka pie tīģeļa malas izotermas ir izstieptas gar z – koordināti, bet centrālajā tīģeļa zonā, kur Zīm.7.16.(b). mēs redzam virpuli, izotermu forma seko tā plūsmu struktūrai.

Temperatūras pulsāciju mērījumu rezultāti kausējuma līmenim H = 70 mm apkopoti Zīm.7.18. un Tabulā 7.6. Tas arī apstiprina iepriekšējos rezultātus augstām kausējuma līmenim – gadījumā, kad nav kristāla un tīģeļa griešanas CUSP lauks diezgan efektīvi apspiež nestacionāras temperatūras pulsācijas. Kristāla un tīģeļa rotācija CUSP laukā izraisa vairāk sakartotas, augstāku frekvenču pulsācijas. To amplitūda var pat nedaudz palielināties CUSP laukā (skat.Tab.7.6).

No visa augstāk minēta var secināt, ka iedarbība ar CUSP pastāvīgo magnētisko lauku uz uzspiesto konvekciju tīģelī, kas ir saistīta ar kristāla un tīģeļa griešanu, kopā ar termogravitācijas konvekciju kausējumā, nedot vēlamo hidrodinamisko plūsmu laminarizāciju, kaut gan iedarbība vienīgi uz termogravitācijas konvekciju noved gandrīz pie pilnīgas temperatūras pulsāciju apspiešanas kausējumā. Acīmredzot pilnīgai plūsmu laminārizācijai nepieciešams paaugstināt CUSP lauka indukcijas lielumu.



 $Z\bar{i}m.7.14.1$. Temperatūras lauks kausējumā rež $\bar{i}m\bar{a}$ ar kristāla un tīģeļa griešanu $n_c=15$ apgr/min, n = -5 apgr/min un iedarb \bar{i} bu ar CUSP past $\bar{a}v\bar{i}$ gu magn \bar{e} tisku lauku $B_{cusp} = 40 \text{ mT}$





 $\begin{array}{l} Z\overline{\imath}m.7.13. \ Termogravit\overline{a}cijas \ konvekcijas pl\overline{\imath}smas \ kaus\overline{e}jum\overline{a}: \\ a) \ B_{CUSP} = 0 \ (\psi_{min} = -1\cdot 10^6 \ m^3/s; \ \psi_{max} = 4\cdot 10^5 \ m^3/s); \\ b) \ B_{CUSP} = 40 \ mT; \ (\psi_{min} = -2\cdot 10^6 \ m^3/s; \ \psi_{max} = 2\cdot 10^{-5} \ m^3/s) \end{array}$

a)

b)



Zīm 7.14.2. Temperatūru pulsācijas kausējumā iedarbojoties ar CUSP pastavīgu magnētisku lauku B_{CLSP} = 40 mT ar (b) un bez (a) kristāla un tīģeļa griešanu.

a)



Zīm.7.15. Temperatūru pulsāciju spektri vienā kausējuma punktā ar (b) un bez (a) kristāla un tīģeļa griešanas zem CUSP lauka iedarbības (B_{CUSP}=40mT).



Zīm.7.16. Termogravitācijas konvekcijas plūsmu strāvu līnijas kausējuma līmenim H=70 mm bez kristāla un tīģeļa griešanas neizotermiskā režīmā bez (a) un ar (b) CUSP lauka iedarbību.



Zīm.7.17. Temperatūras lauks kausējuma līmenim H=70 mm ar kristāla un tīģeļa griešanu un iedarbību ar CUSP lauku.


Zīm.7.18.1. Temperatūras pulsācijas kausejuma līmenim H = 70 mm CUSP laukā bez (a) un ar (b) kristāla un tīģeļa griešanu.





Zīm.7.18.2. Temperatūru pulsāciju spektri vienā punktā kausējuma līmenim H=70 mm bez (a) un ar (b) kristāla un tīģeļa griešanu CUSP laukā. (Līkne 1 atbilst likumam freq^{-5/3})

a)

Temperatūru mērijumu statistika gadījumam H=140 mm ar CUSP lauka iedarbību un ar un bez kristāla un tīģeļa griešanu

							Tabula 7.5
n _c /n	B,mT	r,mm	T,C	$\Delta T_1, C$	$\Delta T_2, C$	$\Delta T_{3}, C$	T**,C
n _c =0	0	0	40.78111	13.60723	6.46483	-0.13166	1.07733
n=0		75	47.24594				1.34731
		85	47.11428				1.10424
		160	49.07397				0.63002
		245	54.38834				0.40851
n _c =15 rpm	0	0	37.44422	25.99067	6.22526	1.20976	0.91956
n= -5 rpm		75	43.66948				0.48777
		85	44.87924				0.72927
		160	50.1296				0.66132
		245	63.43489				0.73602
n _c =0	40	0	32.76924	24.88517	10.70655	1.20412	0.30249
n=0		75	43.47579				0.20629
		85	44.67991				0.21301
		160	49.91621				0.21684
		245	57.65441				0.21227
n _c =15 rpm	40	0	36.59724	26.82987	7.19749	1.4844	0.71343
n= -5 rpm		75	43.79473				0.77918
		85	45.27913				1.11715
		160	48.28779				0.99778
		245	63.42711				0.31236

Temperatūru mērījumu statistika gadījumam H=70 mm ar CUSP lauka iedarbību Tabula 7.6.

n _c /n	B.mT	r.mm	T,C	$\Delta T_1, C$	$\Delta T_2, C$	$\Delta T_{3}, C$	T**,C
n _c =0	0	0	40.40645	12.54124	5.4009	1.05812	1.25679
n=0		75	45.80735				1.60518
		85	46.86547				1.31588
		160	50.32276				1.05384
		220	52.94769				0.88418
n _c =15 rpm	0	0	36.63864	19.70891	7.24428	1.39142	0.55005
n=-5 rpm		75	43.88292				0.58361
		85	45.27434				0.79751
		160	49.29854				0.47133
		220	56.34755				0.495
n _c =0		0	26.83543	22.16028	11.67895	1.10696	0.3522
n=0	40	75	38.51438				0.19264
		85	39.62134				0.15367
		160	43.93972				0.14824
		220	48.99571				0.1525
n _c =15 rpm	40	0	32.32367	23.06582	7.82615	0.8134	1.16298
n=-5 rpm		75	40.14982				0.77507
		85	40.96322				0.96478
		160	47.12051				0.75495
		220	55.38949				0.56326

 Δ

8. REZULTĀTU ANALĪZE, SECINĀJUMI.

8.1. Modelis.

Eksperimentālā darbā tika izstrādāts silīcija monokristālu Čohraļska audzēšanās procesa fizikāls modelis. Modeļa galvenās īpašības ir:

- izstrādātais modelis atbilst bezdimensionāliem līdzības kritērijiem siltuma pārneses un hidrodinamisku procesu modelēšanai (Pr, Gr, Re), tai skaitā arī magnētiskajos laukos (Ha), kas nozīmē adekvātu reālā procesa modelēšanu;
- modeļa kausējuma InGaSn lietošana pie salīdzinoši zemas temperatūras un sildītāja jaudas ļauj modelēt hidrodinamiskos un siltuma pārneses procesus;
- brīvas kausējuma virsmas dzesēšana ļauj pie zemās temperatūrās modelēt siltuma starojuma plūsmu no kausējuma virsmas;
- atsevišķa kristāla modeļa un brīvas kausējuma virsmas dzesēšana ļauj regulēt un kontrolēt novadāmo no kausējuma virsmas un no kristāla siltuma plūsmu attiecību, un līdz ar to sasniegt temperatūras sadalījumu kausējumā, kas vistuvāk atbilst temperatūras laukam reālajā Čohraļska kristālu audzēšanas procesā;
- divu atsevišķu tīģeļa sildītāju lietošana ļauj modelēt siltuma pārneses un hidrodinamiskos procesus diviem kausējuma līmeņiem - respektīvi augšanas procesa sākuma un beigu stadiju;
- magnētisku lauku, tai skaitā mainīgu solenoidālu magnētisku lauku un CUSP pastāvīgu magnētisku lauku lietošanas iespēja;
- pielietota mērīšanas tehnika ļauj mērīt hidrodinamisko plūsmu struktūru (divu ātruma komponentu sadalījumu vienā šķērsgriezumā) un temperatūras lauku kausējumā.
- modelēšanas procesa zemās pašizmaksas, salīdzinot ar Cz pētījumiem reālajās iekārtās silīcijā.

8.2. Secinājumi.

Modelēšanas rezultāti tika analizēti darba 7.nodaļā eksperimentālu datu apskates procesā. Galvenie fizikālās modelēšanas secinājumi ir sekojoši.

500 mm tīģelī, kad temperatūras kritums starp tīģeļa sienu un kristāla virsmu 20°C, hidrodinamiskām plūsmām kausējumā ir turbulents raksturs. Maksimāla hidrodinamisku plūsmu nestabilitāte tika reģistrēta režīmā, kad kausējumā pastāv tikai termogravitācijas konvekcijas izraisīta kustība. Šajā gadījuma temperatūras pulsāciju amplitūda ir maksimāla – ap 1°C kausējuma līmenim H=140 mm un 1.25 °C kausējuma līmenim H=70 mm (Tab.6.1. un Tab.6.2.). Lielākās temperatūras pulsācijas ir zonā zem kristāla, kur parasti temperatūras gradients ir maksimāls. Eksperimentā iegūtie temperatūras lauka un plūsmu struktūras rezultāti silīcijam kvalitatīvi saskan ar skaitliskās modelēšanas rezultātiem [turb.conv], kā arī ar LU Fizikas Institūta MHD-tehnoloģijas laboratorijā veiktiem aprēķinu rezultātiem [30] 350 mm tīģelim un InGaSn kausējumam (skat. Zīm.6.6.-6.7. -eksperiments un Zīm.8.1. - aprēķins).

Kristāla un tīģeļa griešana pretējos virzienos stabilizē temperatūras pulsācijas – to amplitūda nedaudz pazeminās un pulsāciju raksturs kļūst vairāk sakārtots (Zīm.6.9.1.-6.9.4.). Acīm redzami kristāla un tīģeļa griešana palielina temperatūras starpības lielumu starp tīģeļa sienu un kristāla virsmu (Tab.6.1.-6.2) no 13.5°C līdz pat 25°C. Tas varētu būt saistīts ar to, ka tikai termogravitācijas konvekcijas gadījumā (n_c=0, n=0) kausējumā pastāv diezgan attīstīta meridionāla kustība.





Eksperimenta rezultāts tīģelim 500 mm tikai termogravitācijas konvekcijas gadījumā InGaSn kausējumam: a) plūsmu līnijas; b) temperatūras lauks.

Aprēķina rezultāts tīģelim 350 mm tikai termogravitācijas konvekcijas gadījumā InGaSn kausējumam: a) plūsmu līnijas; b) temperatūras lauks. [30] Līdz ar to radiālajam temperatūras gradientam jābūt mazākam nekā gadījumā, ja kausējumā pastāvētu molekulārā siltuma pārnese (tikai siltumvadāmības dēļ). Kristāla un tīģeļa griešana, uzliekot kausējumam azimutālo kustību, aizliedz kausējumā meridionālu kustību un impulsa pārnese radiālā virzienā ir apspiesta. Tādejādi aug radiālais temperatūras gradients un temperatūra pie tīģeļa sienas palielinās. Ar griešanu pazeminās arī nestacionārās termiskās konvekcijas pulsācijas. Šajā režīmā ir laba aksiāla simetrija un tas ir kristālu audzēšanas pamatrežīms tradicionālā Čohraļska procesā.

Eksperimentālā darbā tika pētīta arī elektromagnētiskā konvekcija kausējumā, ko radīja pulsējošs mainīgs magnētiskais lauks. Aksiālā mainīgā magnētiskā lauka \mathbf{B}_z iedarbības dēļ elektriski vadošā šķidrumā, veidojas elektromagnētiskais spēks \mathbf{f}_r , kura tilpuma blīvums (bezindukcijas tuvinājumā) ir:

$$\boldsymbol{f}_{r} = \boldsymbol{j}_{\boldsymbol{\rho}} \boldsymbol{B}_{\boldsymbol{z}, \boldsymbol{\beta}} \tag{8.1}$$

kur $j\phi$ - elektriskās strāvas blīvums. Tā kā indukcija un strāva laikā mainās sinusoidāli, integrējot f_r iegūsim (f_{r0} - spēka amplitūdas lielums):

$$< f_r >= \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} f_r(\omega t) d(\omega t) = \frac{1}{2\pi} f_{r0} \int_{0}^{2\pi} \sin^2(\omega t) = \frac{1}{2} f_{r0};$$
 (8.2)

Tātad vidēji laikā uz kausējumu iedarbojas pastāvīgs, no φ neatkarīgs radiāls telpisks spēks $< f_r >$, kurš "cenšas" saspiest vadošo cilindru no visām pusēm gar φ. Tā ka kausējuma cilindram un induktoram aksiālais izmērs ir galīgs, elektromagnētiskam laukam B ir arī radiāla komponente B_r. Tai sadarbojoties ar azimutālo strāvu kausējumā veidojas arī aksiāla spēka komponente. Līdz ar to veidojas toroidāla kausējuma plūsma. Parasti tas ir divi virpuļi, kas atrodas viens virs otrā un griežas pretējos virzienos. Atkarībā no tā, pie kādas z atrodas spēku maksimums attiecīgi pret kausējuma virsmu, viens vai otrs virpulis var dominēt kausējumā vai virpuļi var būt vienādi. Salīdzinot eksperimentālos rezultātus (Zīm.7.1.) ar aprēķina rezultātiem (Zīm.8.2.), jāpasvītro, ka tiem ir laba sakritībā .

Mainīga AC lauka iedarbības dēļ samazinās temperatūras gradients kausējumā un temperatūras pulsāciju amplitūda (Tab.7.2.). Šajā režīmā pastāv turbulents plūsmu raksturs – iedarbība ar AC lauku, ka arī ar skreiošo lauku izsauc papildus kausējuma plūsmu turbulizāciju.



Zīm.8.2. Aprēķinu rezultāts izotermiskā režīmā tīģelim 350 mm InGaSn kausējumam ar pulsējošo magnētisku lauku iedarbību NI = 3000A

Iedarbība ar skrejošo elektromagnētisko lauku veido kausējumā skaidri izteiktu vienvirpuļa struktūru. Mainot lauka virzienu var sasniegt šī virpuļa griešanu vienā vai otrā virzienā. Skrejošo lauku, kas virzīts uz leju, var pielietot termogravitācijas konvekcijas apspiešanai kausējumā. Turklāt kausējuma kustības radīšanai šajā laukā nav nepieciešamas lielas elektriskās strāvas induktora tinumos. Mūsu gadījumā diezgan intensīvas kausējuma kustības radīšanai (ar lauku NI_{TR}=3000A) bija nepieciešama strāva tikai 10 A.

Pretēji AC laukam, skrejošais magnētiskais lauks ievērojami nepazemina temperatūras kritumu starp tīģeļa sienu un kristāla virsmu. Turpretī, kad lauks "skrien" uz leju un kausējums pie brīvas virsmas kustas uz tīģeļa sienas pusi, pastāv tendence temperatūras krituma palielināšanai (skat. Tab.7.3.-7.4). Līdz ar to šo lauku var rekomendēt izmantošanai reālā Čohraļska procesā – pietiekams temperatūras gradients nodrošinās stabilu kristāla augšanu un intensīva kausējuma maisīšana ar AC lauku homogenizēs kausējumu praktiski visā tīģeļa tilpumā un samazinās termiskas konvekcijas nestacionāras temperatūras pulsācijas.

Darbā tika veikti CUSP lauka iedarbības eksperimentālie pētījumi. Uz kausējumu neizotermiskā režīmā tika uzlikts aksiāli- radiāls (CUSP) pastāvīgs magnētiskais lauks ar indukciju 40 mT. Tika pētīti divi režīmi – a) CUSP lauka ietekme tikai uz termogravitācijas konvekciju; un b) CUSP lauka iedarbība uz kausējumu ar kristāla un tīģeļa griešanu. Pirmā variantā, kad kristāls un tīģelis negriežas, uzliekot CUSP lauku kausējumā strauji palielinās temperatūras kritums starp tīģeļa sienu un kristāla virsmu (praktiski 10°C – skat. Tab. 7.5). Tikai šis fakts norāda uz termiskās konvekcijas ievērojamu apspiešanu šajā režīmā. Par to liecina arī praktiski pilnīga temperatūras pulsāciju apspiešana -Zīm.7.4.12.a. (salidz. ar Zīm.6.9.1.) Saglabājas temperatūras pulsācijas ar nelielu amplitūdu tikai zonā zem kristāla. Tur magnētiskā lauka komponentes B₂, B₂≈0. Diemžēl, līdzīgu rezultātu neizdevās sasniegt gadījumā ar kristāla un tīģeļa griešanu. Šajā režīmā kausējumā saglabājas temperatūras pulsācijas, saistītas ar tīģeļa un kristāla griešanu. CUSP laukā tās kļūst sakārtotākas, var pieļaut, ka notiek plūsmu stabilizācija. Pie kristāla, nobīdes slānī pulsāciju amplitūda pat nedaudz palielinās. Tas varētu būt saistīts ar virpuļu struktūras veidošanu gar tīģeļa azimutu (atkarību no φ) CUSP laukā. Acīmredzot tālākajos CUSP lauka iedarbības pētījumos plūsmu pārejai laminārā režīmā, nepieciešams palielināt CUSP lauka indukcijas lielumu.

8.3. Pieejas skābekļa problēmas risināšanai.

Skābekļa satura problēmas risināšanai var būt divas pieejas.

Pirmā no tiem ir tradicionāla tieksme samazināt skābekļa līmeni kristālā (par skābekli silīcijā skat. p.1.2.3.). Šajā gadījumā par labāku atzīstams plūsmu režīms tīģelī, kad praktiski visā kausējuma tilpumā meridionālās plūsmas plūst no tīģeļa sienām uz centru pie kausējuma virsmas un no centra uz tīģeļa sienu pie tīģeļa dibena (skat. Zīm.1.2a). Šī plūsma nodrošina skābekļa iztvaikošanu no kausējuma virsmas. Tai pašā laikā zem kristāla pastāv no pāreja tilpuma izolēts virpulis, kas nodrošina kausējuma homogenizāciju pie kristalizācijas robežas. Šīs plūsmas izolācija no pāreja šķidruma noved pie samazinātās skābekļa koncentrācijas tajā, - t.i. pie kristāla. Šādu plūsmu sadalījumu kausējuma tilpumā veido klasiskā kristāla un tīģeļa pretimgriešana. Mūsdienās, kad kristāla diametrs sasniedza 300 mm, šī pieeja nevar nodrošināt labu piemaisījumu homogenitāti gar kristāla rādiju - tām nepieciešams griezt kristālu ar lielu ātrumu, bet liela diametra kristāliem tas nav iespējams - notiek kristāla atraušanās no kausējuma. Pie tam liela diametra tīģelī aug termiskās konvekcijas intensitāte $(Gr \sim L^3)$. Šādos apstākļos var pielietot mainīgus magnētiskus laukus. Piemērām, pēc eksperimenta rezultātiem, maza skābekļa līmeņa silīcijā sasniegšanai var rekomendēt augšup skrejošo magnētisku lauku. Šis lauks, veidojot spēcīgu kausējuma sajaukšanu, nodrošinās labu piemaisījumu homogenitāti zem kristāla (un līdz ar to labu radiālu sadalījumu kristālā), ka arī samazinātu skābekļa saturu zonā zem kristāla, - kausējumam plūstot gar brīvu virsmu no tīģeļa sienām uz centru, intensificējas skābekļa iztvaikošana no brīvas virsmas.

Alternatīvi mainīgiem laukiem, šajā pieejā varbūt pielietots pastāvīgs CUSP magnētiskais lauks nestacionāras termogravitācijas konvekcijas apspiešanai.

Otra pieeja, kas ir raksturīga pēdēju gadu liela diametra silīcija plākšņu ražošanā ir *iekšējas getterēšanas* tehnoloģijas pielietošana (skat.p.1.2.3.). Šajā gadījumā nav nepieciešams sasniegt zemo skābekļa saturu kristālā, bet pat vēlams skābekļa paaugstināts līmenis. Tai pašā laikā nepieciešami nodrošināt augstu skābekļa radiālas sadales viendabīgumu. Tas varētu būt sasniegts ar lejup skrejošu magnētisku lauku pielietošanu. Šajā gadījumā kausējuma veidojas meridionālas plūsmas, kas nolaižas tīģeļa lejas daļā pie tas sienām un tīģeļa centrālajā zonā virzas augšup uz kristalizācijas fronti, "apskalojot" kristāli, tādejādi nodrošinot viendabīgu piemaisījumu sadali uz kristalizācijas frontes.

Šajā eksperimentālā darbā tika apskatītas fizikālās modelēšanas pielietošana monokristālu audzēšanas tehnologijā pēc Čohraļska metodes. Darbs tika veikts Latvijas Universitātes Fizikas Institūtā, MHD - tehnoloģijas laboratorijā līguma ar firmu Wacker Siltronic ietvaros.

LITERATŪRA.

- Turbulent Convection in a Czochralski Silicon Melt. T. Zhang, F. Ladeinde, V. Prasad. Consortium for Crystal Growth Research, State University of New York, Stony Brook, NY 11794-2300
- 2. Р. Лодиз, Р. Паркер. Рост монокристаллов, М., "Мир", 1974.
- 3. Crystals. Growth, properties and applications. H.C. Freyhardt, manag. editor. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, NY 1982.
- 4. Л.Г.Лойцянский. Механика жидкости и газа, М., "Наука", 1970.
- 5. Utech, H. P., Flemings, M. C.: J. Appl. Phys. 37, 2021 (1966)
- 6. Utech, H. P., Flemings, M. C., in: Crystal Growth, Ed. Peiser H. S. Pergamon, Oxford 651 (1967)
- 7. Ed Korczynski. Material issues in 2000/2005. Solid State Physics, November 1998.
- 8. Kyong-Min Kim. *Materials: Silicon-pulling technology for 2000+*. Solid State Physics, January 2000.
- 9. Kyong-Min Kim. Growing Improved Silicon Crystals for VLSI/ULSI November, 1996
- 10. В.А.Арутюнов, В.И.Миткалинный. Металлургическая теплотехника, Т.1, М., "Металлургия", 1974.
- 11. Chedzey, H. A., Hurle, D. T. J.: Nature 210, 933 (1966)
- 12. Hurle, D. T. J., in: : Crystal Growth, Ed. Peiser H. S. Pergamon, Oxford 659 (1967)
- 13. Hoshikawa, K., Kohda, H., Hirata, H. and Nakanishi, H.: Japan. J. Appl. Phys. 19, L33 (1980)
- 14. Langlois, W. E., Lee, K.-J.: J. Crystal Growth 62, 481 (1983)
- 15. Mihelcic, M., Wingerath, K.: J. Crystal Growth 71, 163 (1985)
- 16. Гельфгат, Ю. М., Горбунов, Л. А., Старшинова, И. В. и др.: Прикладные задачи математической физики, Рига, ЛГУ 127 (1985)
- 17. Munakata, T., Tanasawa, I.: J. Crystal Growth 106, 566 (1990)
- 18. Series, R. W.: J. Crystal Growth 97, 85 (1989)
- 19. Бояревич, А. В., Горбунов, Л. А., Люмкис, Е. Д.: Магнитная гидродинамика 2, 81 (1989)
- 20. Cartwright, R. A., El-Kaddah, N., Szekely, J.: J. Appl. Math. 35, 175 (1985)
- 21. Hurle, D. T. J., Series, R. W.: J. Crystal Growth 73, 1 (1985)
- 22. Гельфгат, Ю. М., Горбунов, Л. А., Соркин, М. З.: Рост кристаллов 16, 234 (1988)
- 23. Земсков, В. С., Раухман, М. Р., Мгалоблишвили, Д. П. и др.: Физика и химия обработки материалов 2, 64 (1986)
- 24. Series, R. W., Hurle, D. T. J.: J. Crystal Growth 113, 305 (1991)
- 25. Kobayashi, S.: J. Crystal Growth 75, 301 (1986)
- 26. Williams. M. G., Walker, J. S. and Langlois, W. E.: J. Crystal Growth 100, 233 (1990)
- 27. Series, R. W.: J. Crystal Growth 97, 92 (1989)
- 28. Hirata, H., Hoshikawa, K.: J. Crystal Growth 96, 747 (1989)
- 29. Абрицка, М. Ю., Горбунов, Л. А.: Магнитная гидродинамика 4, 89 (1992)
- 30. L. Gorbunov. LU Institute of Physics Report of 1998 for Wacker Siltronic.
- 31. Г. Мюллер. Выращивание кристаллов из расплава. М.: "Мир" 1991.