

## NOVO U FIZICI NISKIH TEMPERATURA

Ljiljana Dobrosavljević

Institut za fiziku, Beograd

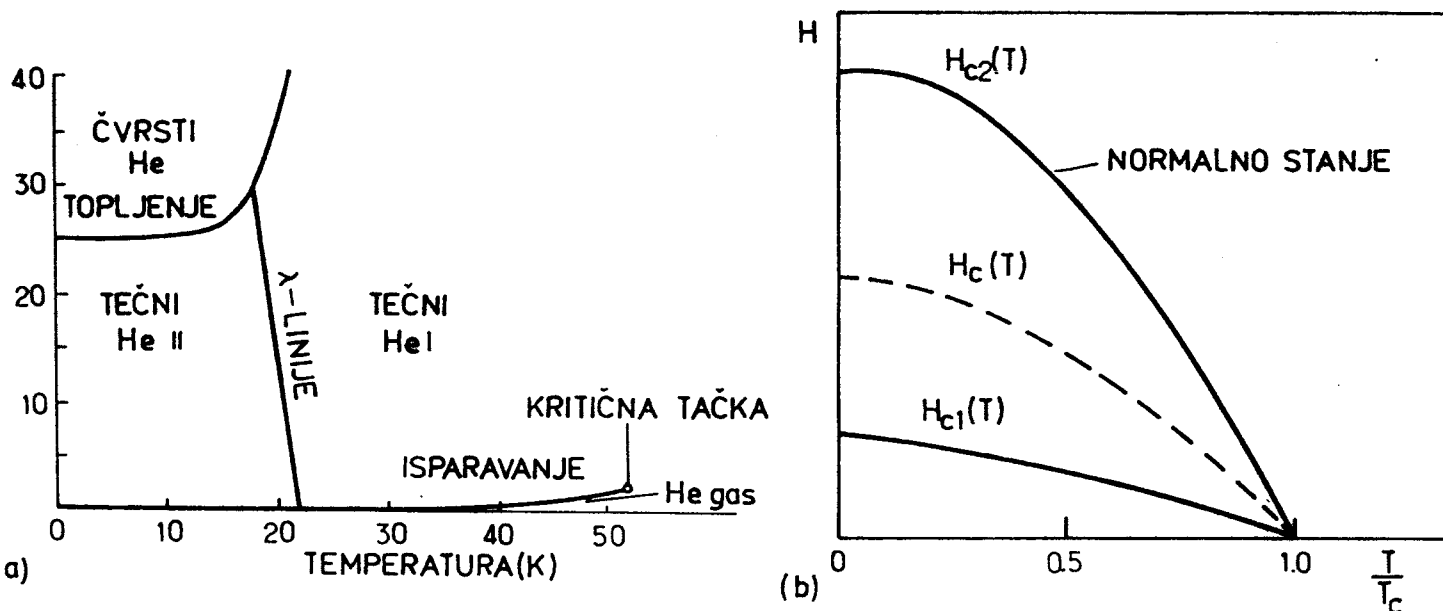
Od početka ovog veka do danas fizika niskih temperatura doživela je buran razvoj. U trci približavanja apsolutnoj nuli (danas se dostižu temperature ispod mK) otkrivene su nove uredjene faze sa neobičnim svojstvima. Ovo predavanje nije posvećeno sada već dobro poznatim makroskopskim kvantnim fenomenima, kao što su superfluidnost i superprovodljivost, niti pojavama na ultraniskim temperaturama. Takodje nećemo diskutovati mnogobrojne primene superprovodnika, od velikih superprovodnih magneta u službi fizike visokih energija, fuzionih reaktora i MHD generatora, do primene Josephson-ovog efekta u kompjuterima i najpreciznijim laboratorijskim instrumentima. Umesto toga pokušaćemo da osvetlimo neke nove aspekte fizike niskih temperatura, ukazavši kako se ova oblast fizike povezuje sa fizikom dvodimenzionalnih sistema, a preko interesantnih analogija i sa fizikom visokih energija.

Superfluidnost tečnog  $\text{He}^4$  ispod  $\lambda$ -tačke, kao i superprovodljivost metala i legura ispod kritične temperature (Sl. 1) objašnjava se postojanjem specifične uredjenosti u sistemu. Slično kao kod idealnog gasa bozona, govori se o kondenzaciji čestica (atoma  $\text{He}^4$ , odnosno Cooper-ovih parova kod superprovodnika) u jedno makroskopsko kvantno stanje opisano talasnom funkcijom  $\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{\rho} e^{iS(\mathbf{r})}$ . Ovde  $\psi\psi^*$  ne pretstavlja verovatnoću nalaženja jedne čestice, već makroskopsku gustinu kondenzata. Dalje sledi da je superfluidna brzina

$$\vec{V}_S = \frac{\vec{p}}{m^*} = \frac{\hbar}{m^*} \vec{\nabla} S(\vec{r})$$

gde je  $m^*$  efektivna masa čestica. To znači da je kod superfluida u miru faza  $S(\vec{r})$

svuda ista, a ako je brzina superfluida konstantna, faza se unofornno menja duž pravca  $\vec{V}_S$ . Ova koherencija faze čini da su čestice kondenzata čvrsto vezane u

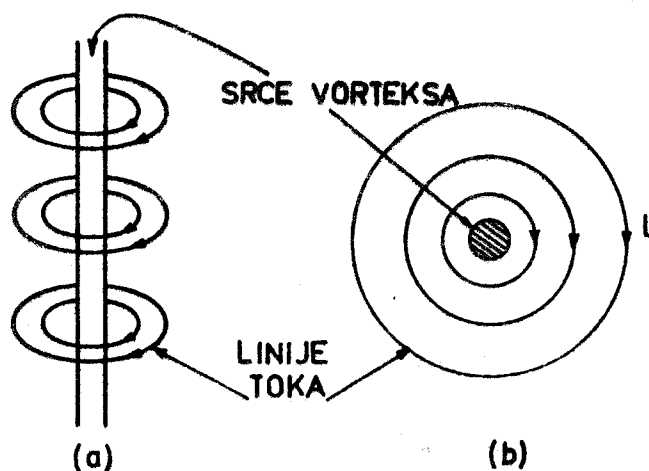


Sl. 1. (a) Fazni dijagram  $He^4$ ; (b) fazni dijagram u superprovodnicima II-ge vrste, vorteksko stanje je u oblasti ograničenoj kritičnim poljima  $H_{c1}(T)$  i  $H_{c2}(T)$ .

stanje uniformnog kretanja. U tom smislu se i govori o uredjenosti superfluidne, odnosno superprovodne faze. Zamislmo sad jednu rupu u superfluidu. Pri svakom obilasku po jednoj zatvorenoj konturi oko rupe, faza se može promeniti samo za  $\Delta S = 2\pi n$ , gde je  $n = 0, 1, 2, \dots$ , jer inače funkcija  $\psi(\vec{r})$  ne bi bila jednoznačna. Kada je  $\Delta S \neq 0$ , superfluid se kreće oko rupe konstantnom ugaonom brzinom, što znači da je kondenzacija u stanje kvantovanog ugaonog momenta takodje moguća. Takvo koherentno stanje vrtložnog kretanja je vorteks u superfluidu. Sličnim se argumentima objašnjava kvantizacija magnetnog fluksa u superprovodniku. Sa druge strane, rotacija superfluida kao celine, može se objasniti samo pojavom kvantovanih vorteksa, sa cirkulacijom oko "srca" vorteksa

$$k = \oint_L \vec{V}_S \cdot d\vec{l} = \int (\text{rot } \vec{V}_S) \cdot d\vec{s} = n \frac{h}{m^*}$$

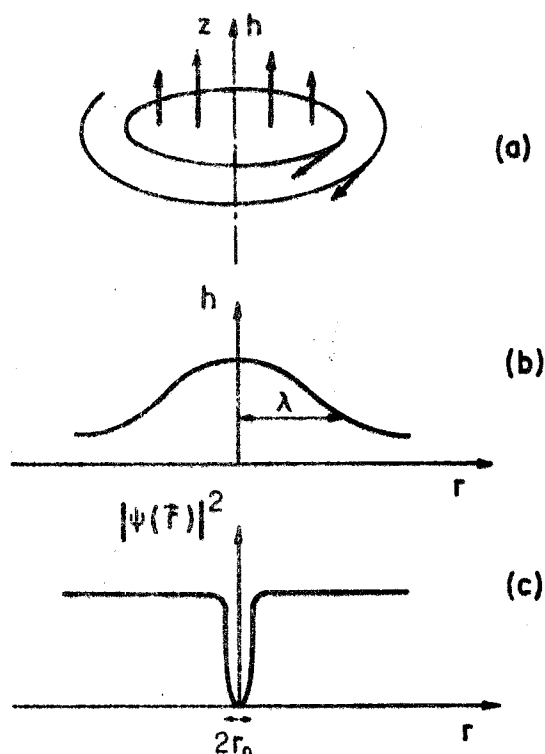
gde je  $\text{rot } \mathbf{V}_s \neq 0$  (Sl. 2). U supravodnicima, kvantovani vorteksi se ne javljaju usled rotacije uzorka, već se stvaraju pri prodiranju spoljašnjeg magnetnog polja u superpvdonike II-ge vrste. To su snopovi magnetnog fluksa, oko



Sl. 2. (a) Vorteks u superfluidnom helijumu; (b) presek vorteksa.

kjih kruže superprovodne struje (Sl. 3). Za potpunije opisivanje, kako provodnih, tako i superfluidnih sistema, potrebna je mnogo detaljnija teorijska analiza. No ostaje činjenica da se fazni prelaz u superfluidno stanje (napr. kod  $\text{He}^4$ ) dobro opisuje preko parametra uredjenja  $\psi(\vec{r})$ , gde je  $\psi(\vec{r})$  kompleksno (stoga dvokomponentno) bozonsko polje<sup>(1)</sup>. Sve do sada izloženo odnosilo se na tro-dimenzione sisteme (3D). Brzi razvoj teorije faznih prelaza tokom poslednje dve decenije pokazao je, medjutim, da kritično ponašanje sistema (ponašanje u blizini faznog prelaza) bitno zavisi ne samo od broja komponenti parametra uredjenja, već i od dimenzionalnosti sistema. Odmah se nameće pitanje šta se dešava sa  $\text{He}^4$  u dve dimenzije (2D), tj. da li filmovi helijuma mogu biti superfluidni? Efekat smanjenja dimenzionalnosti se vidi već kod idealnog gasa bozona - u 2D nema kondenzacije ni faznog prelaza. Prvi eksperimenti sa filmovima  $\text{He}^4$  kao da su potvrdjivali odsustvo faznog prelaza<sup>(2)</sup>. Medjutim, noviji eksperimenti sa

filmovima helijuma na grafitnoj podlozi (Bretz 1973.g.<sup>(3)</sup>) su pokazali neke neobične karakteristike, kao što je "otsecanje" vrha krive specifične toplote

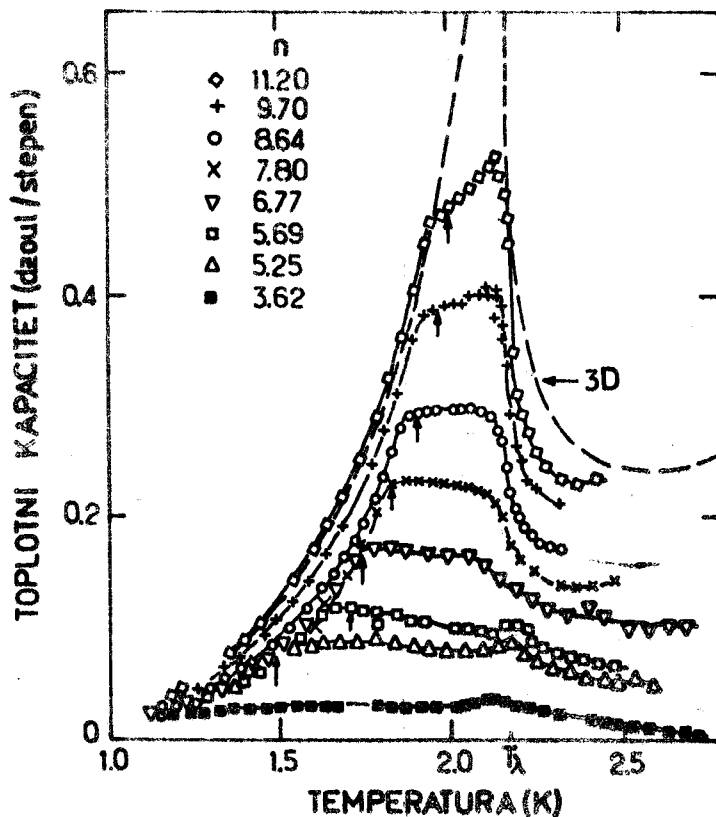


Sl. 3. Struktura vorteksa u superprovodniku II-ge vrste (a). Magnetno polje  $H$  je maksimalno u centru vorteksa (b) i eksponencijalno opada na dužini  $\lambda$ . Parametar uredjenja je jako reduciran u oblasti "srca" vorteksa (c).

u funkciji temperature (Sl. 4). Sa druge strane merenja transportnih osobina su pokazala<sup>(4)</sup> anomalije karakteristične za pojavu superfluidnosti upravo na temperaturama bliskim donjoj temperaturi "otsecanja" iz Bretz-ovog eksperimenta. Danas se postojanje izvesne superfluidnosti u filmovima helijuma smatra sa sigurnošću utvrdjenim.

Krajem sedamdesetih godina pojavile su se indikacije o postojanju izvesne uredjenosti u dvodimenzionim magnetima<sup>(5)</sup>, kao i u 2D kristalima<sup>(6)</sup>. Međutim, svi teorijski argumenti su govorili da ne može biti reči o uobičajenom faznom prelazu, tj. da ne postoji faza sa spontanim dugodometnim uredjenjem. Ključ za rešenje zagonetke o uredjenju u dvodimenzionim sistemima dali su Kosterlitz i Thouless 1973.g.<sup>(7)</sup>. Oni su predložili novi mehanizam faznog prelaza bez konvencionalnog dugodometnog uredjenja, izazvanog promenom u "topološkom"

uredjenju sistema. Topološke eksitacije sastoje se od metastabilnih lokalizovanih oblasti u kojima je parametar uredjenja jednak nuli, pri čemu slobodna energija sistema ima lokalni minimum. Primeri za ovakve eksitacije u 2D sistemima su vorteksi u superfluidima (koji se mogu javiti u ovom slučaju i bez



Sl. 4. Krive specifične toplote za filmove helijuma na grafitu.

rotacije kod tečnog helijuma, odnosno u odsustvu magnetnog polja kod superprovodnika) kao i dislokacije, odnosno disklinacije (Sl. 5) u kristalnoj rešetki 2D kristala kao što su epitaksijalni filmovi i smektički tečni kristali.

U sistemu makroskopskih dimenzija jedna ovakva eksitacija se ne može pojaviti sama (sem u blizini granice uzorka) jer je za to potrebno utrošiti energiju  $E$  koja logaritamski raste sa dimenzijama sistema  $R$ :

- kod superfluidnih vorteksa

gde je  $r_0$  radius "srca" vorteksa

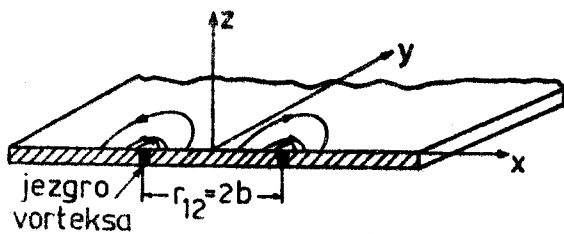
$$E = 2\pi \cdot \frac{\rho \hbar^2}{2m^*} \cdot \ln \frac{R}{r_0}$$

- kod superprovodnih vorteksa u filmu debljine  $d$ , mnogo manje od dometa elektromagnetne interakcije  $\lambda$

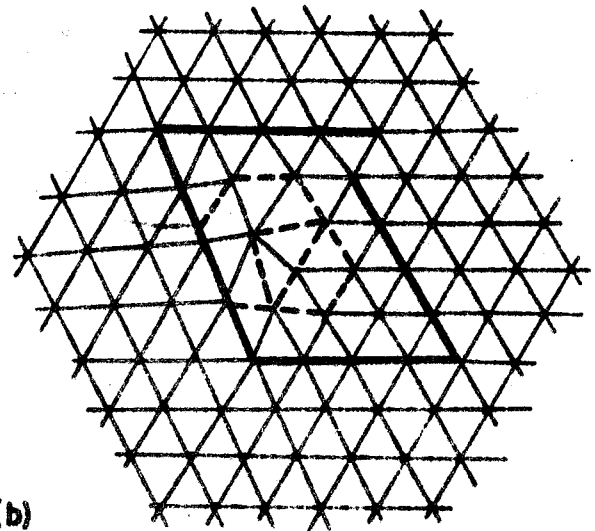
$$E = \left(\frac{\phi_0}{4\pi}\right)^2 \frac{d}{\lambda^2} \ln \frac{\lambda^2}{dr_0}$$

- kod dvodimenzionih dislokacija, gde je  $r_0$  reda veličine Burgersovog vektora  $b$ ,  $\mu$  moduo smicanja, a  $\tau$  Poissonov koeficijent za dvodimenzionu rešetku

$$E = \frac{2\mu(1+\tau)b^2}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0}$$



(a)



(b)

Sl. 5. (a) Vorteks i antivorteks u tankom superprovodnom filmu; (b) dislokacije u heksagonalnoj 2D rešetci. Burgers-ov vektor je iznos koji nedostaje da bi se kontura oko singulariteta zatvorila. Dislokacija se može smatrati sastavljenom iz dve disklinacije (isprekidane linije).

Medjutim, parovi ovakvih eksitacija imaju konačnu energiju (koja logaritamski zavisi od njihovog medjusobnog rastojanja unutar para) i pojavljuju se kao termička pobudjenja. U slučaju dislokacija to su dve dislokacije sa suprotnim Burgersovim vektorima, u superfluidima to su parovi vorteks-antivorteks,

čija je ukupna vrtložnost nula. Na niskim temperaturama neće biti slobodnih vorteksa, već postoje samo klasteri nulte vrtložnosti. Ako zanemarimo interakciju između klastera, temperaturu na kojoj parovi počinju da se raspadaju u slobodne vortekse (dislokacije) možemo oceniti na sledeći način. Slobodna energija jedne izolovane eksitacije iznosi

$$F = E - TS \approx \frac{1}{2} q^2 \ln \frac{R^2}{r_0^2} - k_b T \ln \frac{R^2}{r_0^2}$$

gde je  $q^2$  faktor ispred logaritma u formuli za  $E$ , različit u svakom od tri gornja slučaja. Entropija iznosi  $S = k_b \ln \frac{R^2}{r_0^2}$  pošto za eksitaciju dimenzija  $\sim r_0^2$  postoji  $R^2/r_0^2$  načina da se smesti na površinu  $R^2$ . Vidimo da na niskim temperaturama energetski term dominira ( $F > 0$ ), tako da je verovatnoća pojave izolovane eksitacije beskonačno mala. Na višim temperaturama entropijski term dominira ( $F < 0$ ), tako da možemo reći kako pri  $F = 0$  dolazi do spontane pojave pojedinačnih eksitacija. Za temperaturu prelaza  $T_{2D}$  dobijamo

$$k_b T_{2D} = \frac{1}{2} q^2 = \begin{cases} \pi \frac{\rho \hbar^2}{2m^*} & , \text{ za superfluid} \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\phi_0}{4\pi} \right)^2 \frac{d}{\lambda^2} & , \text{ za 2D - vorteks} \\ \frac{\nu(1+\tau)b^2}{4\pi} & , \text{ za 2D - dislokaciju} \end{cases}$$

Rasparivanje vrtložnih eksitacija u filmovima  $H^4$  je eksperimentalno opaženo<sup>(8)</sup> preko porasta disipacije pri superfluidnom protoku kad  $T \rightarrow T_{2D}$ . Kod vorteksa u tankim superprovodnim filmovima, na prvi pogled izgleda da se gornja razmatranja ne mogu primeniti, jer energija jednog vorteksa zavisi od efektivne dužine dometa  $\lambda_{eff} = \frac{\lambda^2}{d}$ , a ne od dimenzija uzorka  $R$ . Medjutim, u eksperimentalno proučavanim tankim filmovima  $\lambda_{eff}$  može biti veoma veliko, reda veličine  $R$ , tako da se može očekivati gornji vid topološkog faznog prelaza. Postojanje slobodnih

vorteksa ("plazme" vorteksa) na višim temperaturama od  $T_{2D}$ , znači da bi puštanje i najmanje struje kroz uzorak dovelo do kretanja vorteksa i disipacije energije. Tako dolazi do pojave konačnog otpora pri  $T_{2D} < T < T_C$ , gde je  $T_C$  temperatura prelaza iz superprovodnog u normalno stanje. Eksperimentalni rezultati<sup>(9)</sup> zaista pokazuju širenje rezistivnog prelaza u superprovodnim filmovima velike površinske otpornosti, kod kojih je  $T_{2D}$  znatno niže od  $T_C$ .

Šta ustvari topološko uređenje fizički znači i kako se sve eksperimentalno manifestuje diskutovaćemo malo detaljnije na primeru 2D kristala<sup>(10)</sup>. Fazni prelaz povezan sa topološkim uređenjem nije ništa drugo do topljenje ovakvog kristala, koje počinje raspadanjem parova dislokacija. Posmatrajmo jedan monosloj čestica adsorbovanih na glatkoj podlozi. Pretpostavićemo da one u čvrstoj fazi grade heksagonalnu rešetku, što je najčešći slučaj kod pravilnih 2D struktura. Odsustvo dugodometnog uređenja se vidi preko strukturnog faktora

$$S(\vec{k}) = \langle |\hat{\rho}(\vec{k})|^2 \rangle$$

gde je  $\hat{\rho}(\vec{k})$  Fourier-ov transform gustine. U čvrstoj fazi je

$$S(\vec{k}) = \sum_{\vec{R}} e^{i\vec{q} \cdot \vec{R}} \langle e^{i\vec{q} \cdot [\vec{u}(\vec{R}) - \vec{u}(0)]} \rangle$$

pri čemu se sumiranje vrši po čvorovima  $R$  heksagonalne rešetke, dok su aktuelni položaji čestica  $\vec{r} = \vec{R} + \vec{u}(\vec{R})$ . U trodimenzionalnom čvrstom telu strukturni faktor se ponaša kao  $\delta$ -funkcija u svakom od Bragg-ovih maksimuma, tj. pri  $\vec{k} = \vec{g}$ , gde je  $\vec{g}$  neki od vektora rešetke recipročne heksagonalnoj. Pri konačnim pomeranjima  $\vec{u}(\vec{R})$ , korelaciona funkcija

$$C_{\vec{g}}(\vec{R}) = \langle e^{i\vec{g} \cdot [\vec{u}(\vec{R}) - \vec{u}(0)]} \rangle$$

na velikim rastojanjima teži različitoj od nule konstanti, što se vidi u obliku Bragg-ovih maksimuma. U 2D kristalima Jancovici je pokazao<sup>(6)</sup>, da je



$$c_{\vec{g}}(\vec{R}) = R^{-\eta_g(T)}$$

gde je  $\eta_g$  eksponent srazmeran temperaturi  $T$  i  $|\vec{g}|^2$ . Ovo znači da nema dugodometnog uredjenja, već da pomeranja  $\vec{u}(\vec{R})$  divergiraju zbog fluktuacija u dugotalsnim fononskim modama, tako da korelaciona funkcija teži nuli na velikim rastojanjima. Medjutim, stepeni zakon opadanja  $c_{\vec{g}}(\vec{R})$  se ipak veoma razlikuje od eksponencijalnog zakona koji bi se mogao očekivati u tečnosti. Sa druge strane, može se uvesti jedan parametar uredjenja koji se odnosi na orijentaciju  $\theta(r)$  veze izmedju dva susedna atoma u odnosu na neku fiksnu osu. Za heksagonalnu rešetku taj se parametar uredjenja uvodi kao

$$\psi(\vec{r}) = e^{\sigma/\theta(\vec{r})}$$

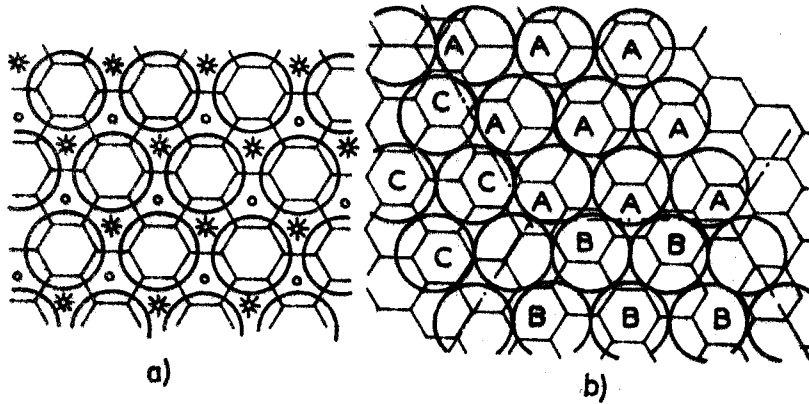
gde je  $\theta(\vec{r})$  vezano sa poljem pomeranja  $\vec{u}(\vec{r})$ :

$$\theta(\vec{r}) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_y(\vec{r})}{\partial x} - \frac{\partial u_x(\vec{r})}{\partial y} \right)$$

Pokazalo se da orijentaciona korelaciona funkcija  $\langle \psi^*(\vec{r})\psi(0) \rangle$  na velikim rastojanjima teži netrivialnoj konstantnoj vrednosti. Ovo ukazuje na postojanje dugodometnog uredjenja uobičajenog tipa, nasuprot eksponencijalnom opadanju orijentacione korelacije u tečnostima. Dok se prema teoriji Kosterlitz-a i Thouless-a 2D kristal topi u tečnost, Nelson i Halperin su predvideli prvo prelaz u fazu tečnog kristala, u kojoj orijentaciona korelaciona funkcija stepenski opada sa rastojanjem, dok translacioni poredak opada eksponencijalno. Tek na višoj temperaturi  $T'_{2D} > T_{2D}$  dolazi do prelaza u tečnu fazu.

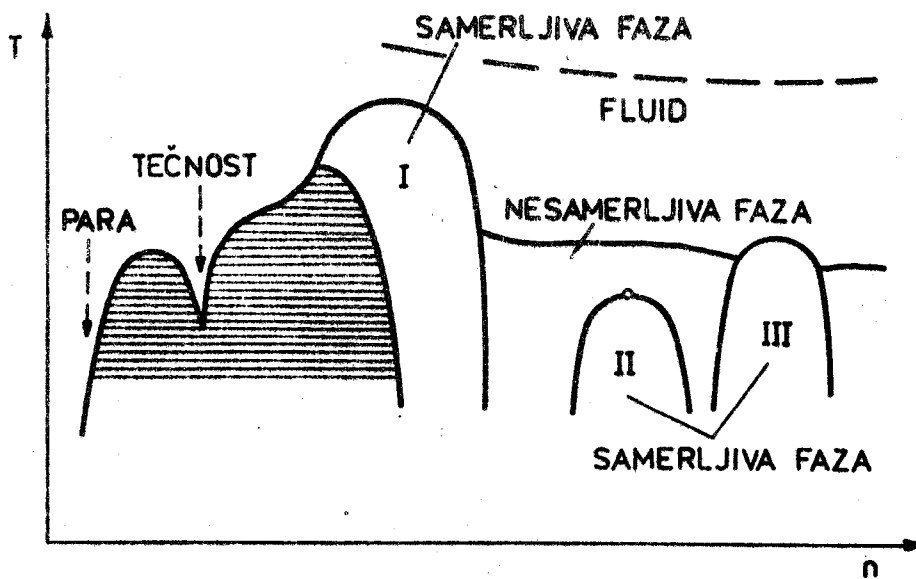
Ova teorija topljenja na glatkoj podlozi se može primeniti na tanke filmove tečnih kristala ili na elektrone zahvaćene na površini tečnog helijuma. Medjutim, eksperimentalno istraživanje 2D topljenja se uglavnom vrši na filmovima epitaksijalno adsorbovanim na periodičnoj podlozi. Primeri za to su monoslojevi kriptonu na grafitu, kalijuma ili natrijuma na molibdenu odnosno

volframu, itd.<sup>(11)</sup>. Usled prisustva periodične podloge sada se javljaju samerljive i nesamerljive faze. U samerljivoj fazi formira se rešetka (ili superrešetka) adsorbata zahvaćena od strane rešetke podloge (sl. 6). Ovo je energetski povoljno samo u izvesnoj oblasti gustine adsorbovanih čestica, inače se



Sl. 6. Monosloj Cr na grafitu. (a) Samerljiva faza u kojoj su atomi adsorbata predstavljani krugovima (A čvorovi). Dve druge ekvivalentne rešetke su označene kružićima (B čvorovi) odnosno zvezdicama (C čvorovi). (b) Nesamerljiva faza.

formira nesamerljiva faza. Fazni dijagram koji pokazuje oblasti samerljive, nesamerljive i tečne faze u funkciji temperature šematski je prikazan na Sl. 7.



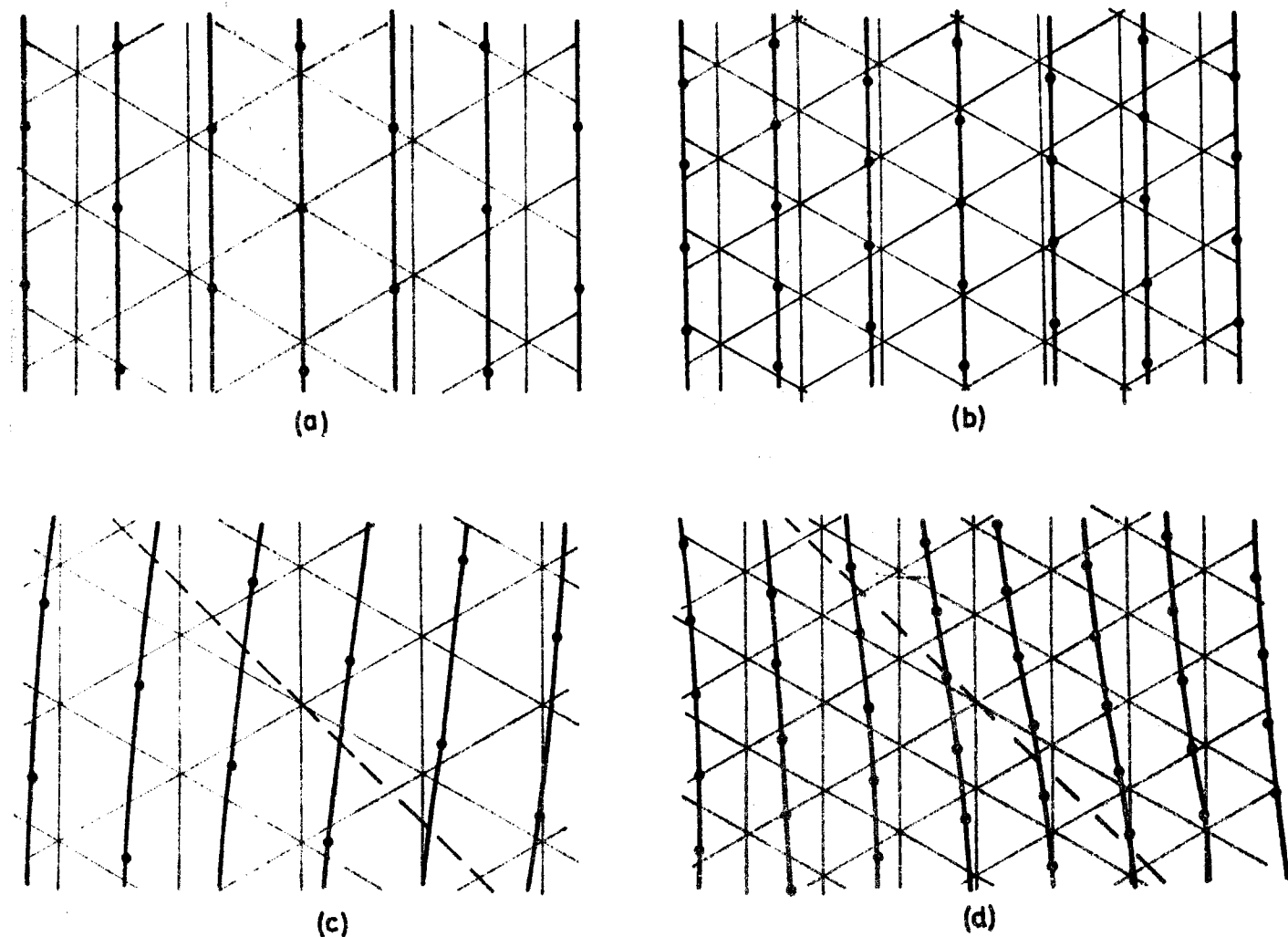
Sl. 7. Šema faznog dijagrama adsorbata na periodičnoj podlozi.

Fazni prelazi ove vrste su teorijski proučavani i u našem Institutu, pri čemu su detaljno ispitivane osobine samerljive i nesamerljive faze na temperaturi jednakoj nuli. Uzeta je u obzir mogućnost razmene čestica između adsorbovanog monosloja i pare adsorbata, koja je u eksperimentu uvek prisutna. Ukoliko je interakcija između čestica adsorbata i podloge slaba, a efektivni potencijal zahvata od strane podloge anizotropan, pokazuje se da je širina oblasti samerljive faze srazmerna  $(\epsilon/u)^{1/2}$ , gde je  $\epsilon$  amplituda potencijala zahvata, a  $u$  moduo smicanja heksagonalne rešetke. U nesamerljivoj fazi postoje velike oblasti skoro samerljive rešetke, razdvójene "zidovima" širine srazmerne  $(2u/\epsilon)^{1/2}$  i tzv. solitonskog profila (Sl. 8). Pokazalo se da se ovakvi nelinearni defekti javljaju u relativno uskoj oblasti gustina, utoliko užoj ukoliko je zahvat od strane podloge slabiji. Daleko od oblasti samerljivosti, nesamerljiva faza se praktično može opisati preko malih harmonijskih deformacija heksagonalne rešetke koju bi čestice formirale na glatkoj podlozi<sup>(12)</sup>.

Interesantno je napomenuti da se ovi rezultati mogu primeniti i na nehomogene superprovodnike periodično modulirane strukture u spoljašnjem magnetnom polju. U njima centri superprovodnih vorteksa leže u jednoj ravni (normalnoj na polje) i čine 2D strukturu, samerljivu ili nesamerljivu sa periodom strukturne modulacije. Primer za to su superprovodne legure sa periodičnom modulacijom koncentracije primesa, kao i tanki superprovodni filmovi periodično modulirane debljine. Za praktičnu primenu je najvažnije izračunavanje maksimalne (tzv. kritične) superprovodne struje koja ima izrazite pikove u samerljivim fazama<sup>(13)</sup>.

Sve napred izloženo ilustruje neku vrstu "povratne sprege" između fizike niskih temperatura i fizike u dve dimenzije. Medjutim, pored primene na nehomogene superprovodnike i na monoslojeve na čvrstoj podlozi, fizika u 2D ima mnogo dublji značaj. Iskusto stečeno proučavanjem 2D sistema mnogo je doprinelo razumevanju faznih prelaza u 3D, pa je čak i omogućilo novi progres u fizici

visokih energija. Ovde nećemo diskutovati analogiju koja postoji između teorije faznih prelaza u 2D i kvantne teorije polja u četvorodimenzionom prostoru-vremenu. Navešćemo samo kako se jedan od osnovnih problema u fizici visokih



Sl. 8. Smerljive (a,b) i nesmerljive (c,d) faze na anizotropnoj peri-  
odičnoj podlozi.

energija - proučavanje interakcije između kvarkova, može dovesti u vezi sa proučavanjem 2D sistema koji sadrže defekte određene vrste. Danas se smatra da su kvarkovi osnovni konstituenti u prirodi i da su od njih sastavljene druge "elementarne čestice" kao što su protoni, neutroni i dr. Kvarkovi se, međutim, ne mogu pojedinačno izolovati i zadatak je teorije da ovu činjenicu pokaže. Tu

nastaje analogija izmedju teorije dislokacija i kvarkova. Kao što se dislokacije ne mogu pojaviti same, tako se ni dva kvarka ne mogu razdvojiti, tj. dislokacije su, kao i kvarkovi, "zarobljene". U magnetnim sistemima topološki defekt analogan dislokaciji je frustracija. Za jedan odredjen oblik raspodele frustracija može se pokazati, kao što je to uspeo jedan od saradnika našeg Instituta<sup>(14)</sup>, da je slobodna energija ovakvog defekta u tesnoj vezi sa potencijalom interakcije izmedju dva kvarka. Ostaje da se pokaže da li su pomenute analogije samo formalne prirode, ili iza toga leži neki dublji fizički smisao.

### Reference

1. D.R. Tilley and J. Tilley, Superfluidity and Superconductivity, Van Nostrand (1974)
2. D.F. Bremer, J. Low Temp. Phys. 3, 205 (1970); M.A. Moore, Phys.Lett. 37A, 354 (1971)
3. M. Bretz, Phys.Rev.Lett. 31, 1447 (1973)
4. J.A. Herb and J.G. Dash, Phys.Rev.Lett. 29, 8461 (1972)
5. H.E. Stanley and T.A. Kaplan, Phys.Rev.Lett. 17, 913 (1966)
6. B. Jancovici, Phys.Rev.Lett. 19, 20 (1967)
7. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, J.Phys. C5, 1181 (1973)
8. D.J. Bishop and J.D. Reppy, Phys.Rev.Lett. 37, 1484 (1976)
9. A.F. Hebard and A.T. Fiory, Phys.Rev.Lett. 44, 291 (1980)
10. D.R. Nelson and B.I. Halperin, Phys.Rev. 19, 2457 (1979)
11. J. Villain, in Ordering in Strongly Fluctuating Condensed Matter Systems, ed. by T. Riste, Plenum (1980), p.221
12. L. Dobrosavljević and Z. Radović, Phys.Rev.B, u štampi
13. Z. Radović and L. Dobrosavljević, in Recent Developments in Condensed Matter Physics, ed. by J.T. Devreese, Plenum (1981), vol.4.,p.405
14. N. Švrakić, Phys.Rev.B, u štampi

