

SUPRAFLUIDI

Amir Hamzić

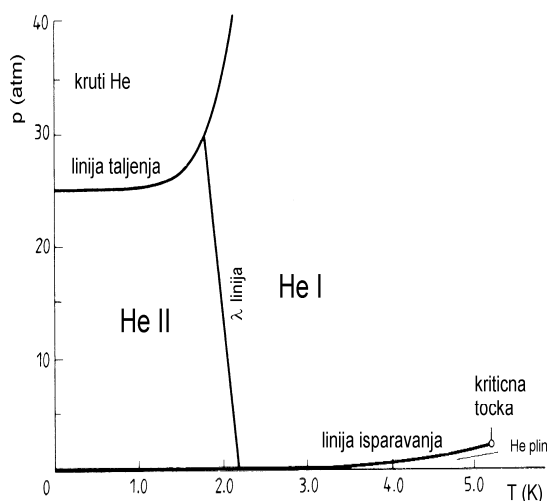
Prirodoslovno-matematički fakultet, Zagreb

Uvod Suprafluidi ili kvantne tekućine su sustavi makroskopskih dimenzija koje karakterizira postojanje strujanja čestica konstantnom brzinom tijekom dugog vremenskog perioda, bez postojanja neke pokretačke sile. Strujanje je kvantizirano, a obuhvaća veliki broj čestica koje su kondenzirane u istom kvantnom stanju. Primjeri ovih sustava su supravodljivost i suprafluidni helij, koji još i vrlo lako prenosi toplinu, pa se čak nazivao toplinski supravodič.

Helij Atom helija, s dva elektrona koji popunjavaju njegovu prvu elektronsku ljusku, je stabilna sfernosimetrična struktura, bez magnetskog ili električnog dipolnog momenta. Atom se vrlo teško polarizira, a međudjelovanje između dva atoma (van der Waalsovog tipa) je vrlo slabo. Helij se u prirodi javlja u obliku dva izotopa: He^4 (koji postoji u vrlo malim količinama (10^{-5}) u atmosferi, te u nešto većim količinama u zemnom plinu) i He^3 (kojeg u prirodi ima 10^6 puta manje nego He^4).

Fazni dijagram i λ - prijelaz Fazni dijagram He^4 se jako razlikuje u odnosu na fazne dijagrame ostalih poznatih tvari. Njegova kritična temperatura

(koegzistencija plina i tekućine) je 5.2 K, temperatura ukapljivanja je 4.2 K, ali pri tlaku zasićenih para helij je tekuć do apsolutne nule, i jedini način da se postigne čvrsti He je primjena visokih pritisaka (bar 25 atm). Razlog tome je veliki iznos nulte energije helijevih atoma.



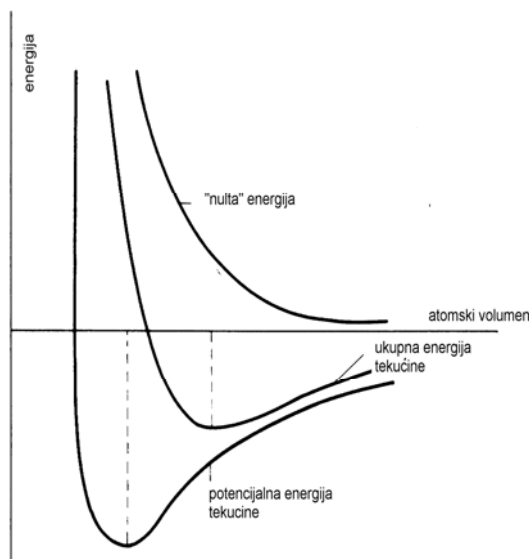
Prema kvantnoj teoriji, osnovno stanje nekog sustava nije stanje statičke ravnoteže s najnižom potencijalnom energijom, već dinamička ravnoteža ukupne energije, koja se može definirati kao minimalna vrijednost

potencijalne i kinetičke energije, uz dodatni uvjet da je zadovoljena Heisenbergova relacija neodređenosti ($\Delta x \cdot \Delta p \geq h/2\pi$). U danom trenutku jedan atom helija u tekućoj fazi, koji je okružen susjednim atomima, zauzima određeni volumen. Zbog gibanja atoma taj se volumen mijenja, ali je u prosjeku jednak atomskom volumenu V_a , tj. volumenu kugle polumjera $R \sim V_a^{1/3}$ (reda veličine $4 \cdot 10^{-8}$ cm). Zbog Heisenbergove relacije je neodređenost impulsa tog atoma $\Delta p \sim h/R$, što znači da je

njegova kinetička energija lokalizacije ili nulta energija

$E_0 \sim (\Delta p)^2 / 2m_a \sim h^2 / 2m_a V_a^{2/3}$ Proračun potencijalne energije tekućine nije jednostavan (jer zavisi o izabranom modelu interakcija između atoma), ali je njena ovisnost također općenito poznata. Zbog male mase atoma, iznos nulte energije helija je usporediv s minimumom potencijalne energije, pa je minimum ukupne energije na vrijednosti atomskog volumena koji je znatno veći nego što bi to bilo za samo potencijalnu energiju. Zbog toga helij ostaje tekućina, a svaki se njegov atom može gibati relativno lagano između svojih susjeda.

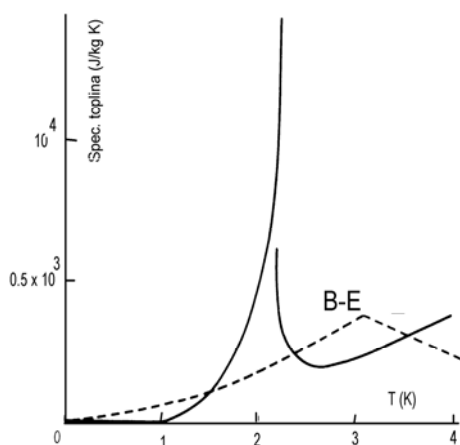
Tekući He^4 (na 4.2 K) se ponaša kao obična tekućina male viskoznosti i gustoće, a vrijednost njegovog indeksa loma je bliska vrijednosti za zrak. Ima vrlo malu latentnu toplinu isparavanja (2.68 J/cm^3), i zbog toga se čuva u posebnim Dewarovim posudama s dvostrukim stijenkama, između kojih je vakuum.



Na $T = 2.17 \text{ K}$ tekući He^4 ima fazni prijelaz, koji nije popraćen s promjenom latentne topline ili diskontinuitetnom promjenom volumena (*fazni prijelaz II reda*), kao ni s promjenom prostorne strukture. Zbog karakterističnog oblika krivulje temperaturne ovisnosti specifične topline, prijelaz je nazvan λ -prijelaz. Svojstva tekućeg helija se za $T > T_\lambda$ i $T < T_\lambda$ se jako razlikuju, pa se te dvije faze označuju kao *He I* i *He II*. Fazni dijagram pokazuje da se temperatura λ -prijelaza snižava s porastom pritiska.

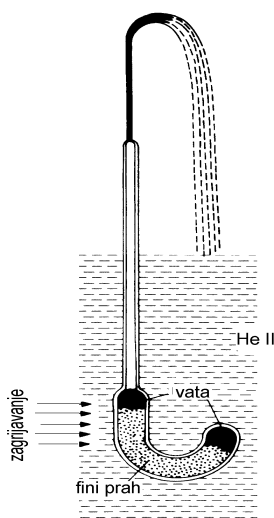
Svojstva He II Detaljna istraživanja svojstava tekućeg helija započela su oko 1930., kad je postojalo samo nekoliko laboratorija koji su raspolagali s tekućim helijem: osim Leidena (gdje je 1908. godine *Kammerling Onnes* prvi ukapio helij), bili su to Toronto, Oxford, Cambridge i Moskva.

Prva indikacija postojanja različitih svojstava He I i He II bila su mjerenja dielektrične konstante (Keesom), gdje je, na oko 2.2 K, opažen mali diskontinuitet u mjerenim vrijednostima, a koji je ukazivao na neku vrstu faznog prijelaza. Isto tako bilo je opaženo različito ponašanje tekućine iznad i ispod T_λ . Snižavanje temperature tekućeg He^4 postiže se snižavanjem tlaka para iznad tekućine. Tekući helij vrije kao i npr. voda, tj. mjehurići plina se stvaraju unutar tekućine i izlaze na površinu. No čim se temperatura snizi na T_λ , vrijenje prestaje, a tekućina se “smiri”.



Specifična toplotina je vrlo važna fizikalna veličina za opis i razumijevanje faznih prijelaza. Prvi rezultati (Keesom), koji su kasnije potvrđeni detaljnijim mjerenjima,

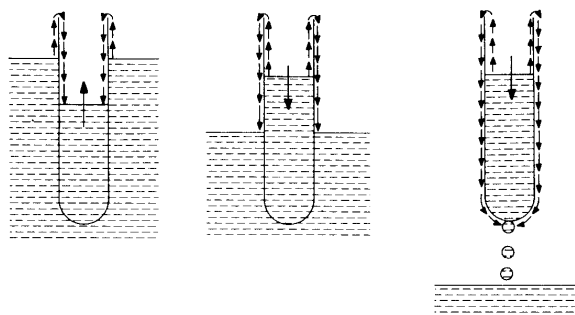
pokazala su da na T_λ specifična toplina ima anomalno temperaturno ponašanje, koje je karakteristično za fazne prijelaze II vrste, dok je na niskim temperaturama ($T \ll T_\lambda$) $c_v \sim T^3$.



Efekt fontane (Allen i Jones) spada među najpoznatije eksperimente sa He II. Staklena kapilara, koja je otvorena na oba svoja kraja, je na donjem proširenom dijelu ispunjena finim prahom. Ako se donji dio kapilare uroni u He II i zatim zagrije, iz kapilare će izlaziti i do desetak centimetara visok mlaz helija. Inverzni eksperiment sastoji se u tome da se posuda (u kojoj je termometar) djelomično ispuni s He II. Na dnu posude je otvor ispunjen finim prahom. Ako se posuda uroni u kupku s He II, u posudu ulazi tekućina, a temperatura tekućine unutar posude se snizi (~ 0.01 K). Obrnuto, ako je otvor posude iznad nivoa okolnog He II, iz posude izlazi tekućina, a temperatura tekućine unutar posude poraste (opet za ~ 0.01 K).

Jedno od najneobičnijih svojstava He II je njegova mogućnost protjecanja kroz iznimno uske kapilare ($\sim 10^{-5}$ cm). Za normalne tekućine, kao što je to npr. He I, takav je procijep neprolazan, ali He II prolazi i to s brzinama od desetak centimetara u sekundi. Ako bi se ova pojava izrazila preko viskoznosti, njena vrijednost bi bila 10^6 puta manja nego za bilo koju drugu tvar. (U stvari, ovakav tok He II ovisi o razlici tlakova, dužini kapilare i uobičajeno razmatranje viskoznog toka se tu ne može primijeniti). S druge strane, mjerenja viskoznost He II drugim tehnikama (npr. mjerenjem prigušenja oscilacija diska u He II) davala su vrijednost viskoznosti koje odgovaraju vrijednostima za normalne tekućine! He II je zbog takvih viskoznih svojstava nazvan **suprafluid**, a razlike između dobivenih rezultata bile su objašnjene modelom dva fluida.

Ako se u He II djelomično uroni prazna posuda, na njenim stijenkama se formira sloj tekućeg He II koji ulazi i puni posudu sve dok nivo helija unutar posude ne postane jednak nivou okolnog helija. Ako se sad takva posuda digna iznad nivoa okolnog helija, tekući helij iz posude će opet stvoriti sloj na stijenkama posude i izlaziti iz nje. Debljina sloja na visini 1 cm iznad tekućine je oko $3 \cdot 10^{-6}$ cm i opada s visinom, a zavisi i o čistoći i glatkoći površine. U tankom sloju suprafluidna



komponenta oscilira paralelno s površinom, dok je normalna komponenta nepokretna zbog viskoznosti, a helij se kreće brzinom *trećeg zvuka*. Jedan od faktora odgovornih za stvaranje tankog sloja su van der Waalsove sile između atoma helija i atoma u stijenci na kojoj se stvara sloj.

Teorijski modeli Danas još uvijek ne postoji konačna i detaljna mikroskopska teorija suprafluidnog He^4 , ali je prihvaćeno da je suprafluidnost posljedica Bose-Einsteinove kondenzacija. Takav pristup bio je i prvi koji je bio predložio *F. London* (1938).

Sve poznate elementarne čestice se mogu podijeliti u dvije grupe, a faktor koji ih dijeli je njihov spin. Spin je kvantiziran i može se izraziti u obliku $s \cdot \frac{h}{2\pi}$, gdje je s spinski kvantni broj. Čestice s necjelobrojnim spinom se opisuju s antisimetričnim valnim funkcijama, a čestice čiji spin je cijeli broj (ili nula) zahtijevaju simetričnu totalnu valnu funkciju. Operacija simetrije znači zapravo zamjenu dviju čestica u sustavu koji se sastoji od određenog broja identičnih čestica. Obzirom da su čestice iste, njihova zamjena ne mijenja fizikalne parametre sustava, ali osnovna simetrija valne funkcije određuje fundamentalna svojstva sustava, tj. broj čestica koji može zauzimati isto kvantno stanje.

Pretpostavimo da sustav čine samo dvije čestice. Čestica 1 je u stanju opisanom valnom funkcijom Ψ_a , a čestica 2 u stanju opisanom s Ψ_b (a i b su oznake za sve kvantne brojeve koji su potrebni za opis kvantnog stanja pojedine čestice). Ako je interakcija među česticama zanemariva, cijeli sustav može se opisati s umnoškom $\Psi_a(1)\Psi_b(2)$. S druge strane, ako zamjena dvije čestice ne mijenja svojstva promatranog sustava, jednako valjan opis sustava je i s $\Psi_a(2)\Psi_b(1)$. Ukupna valna funkcija je stoga linearna kombinacija ova dva moguća opisa, tj.

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_a(1)\Psi_b(2) + \Psi_a(2)\Psi_b(1)] \quad \text{simetrična} \quad (1)$$

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} [\Psi_a(1)\Psi_b(2) - \Psi_a(2)\Psi_b(1)] \quad \text{antisimetrična} \quad (2)$$

Ako su obje čestice u istom stanju (tj. $a = b$), tada je simetrična valna funkcija $\Psi = \sqrt{2}\Psi_a(1)\Psi_b(2)$, a antisimetrična valna funkcija isčezava ($\Psi = 0$). Ovakvo razmatranje se može proširiti na sustav koji sadrži proizvoljni broj čestica, te se tako razlikuju dva slučaja:

U sustavu koji se opisuje s antisimetričnom valnom funkcijom pojedino kvantno stanje može biti ili zauzeto ili prazno. Prema tome čestica s necjelobrojnim spinom ne može biti u istom kvantnom stanju koje zauzima druga takva čestica, i to je Paulijev princip isključenja (koji vrijedi za npr. elektrone, protone i neutrone). Čestice na koje se odnose takva ograničenja nazivaju se *fermioni* i za njihov opis koristi se *Fermi-Diracova* statistika.

S druge strane, činjenica da simetrična valna funkcija ne isčezava znači da čestice sa cjelobrojnim spinom (ili spinom nula) ne slijede princip isključenja, i u tom slučaju u istom kvantnom stanju može biti proizvoljni broj tih čestica. Takve sustave opisujemo s *Bose-Einsteinovom* statistikom, a čestice se nazivaju *bozoni*. Atom He^4 se sastoji od 6 fermiona, koji su povezani na takav način da je rezultatni spin nula; znači da je He^4 bozon. Izotop helija He^3 ima 5 fermiona (jedan neutron “manje” u jezgri), i njegov totalni spin je necjelobrojan, pa je He^3 fermion. Ova razlika dovodi i do različitog ponašanja ova dva izotopa u njihovim tekućim fazama.

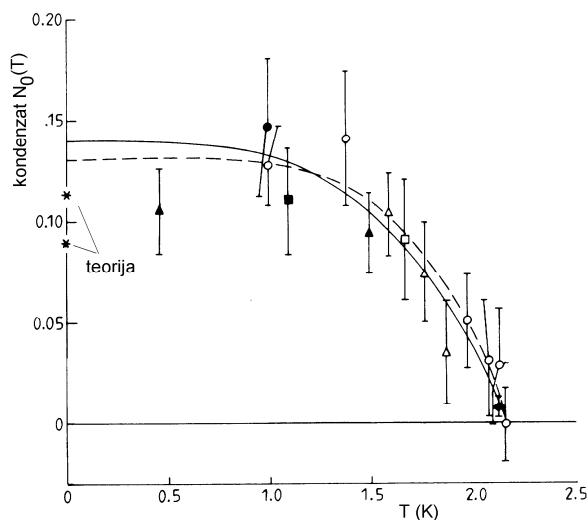
Primjenom Bose-Einsteinove statistike na idealni bozonski plin (sastavljen od N bozona koji međusobno ne interagiraju), te izračunavanjem broja čestica koje se nalaze u pojedinom energetsom stanju, može se odrediti temperaturna ovisnost broja čestica koje su osnovnom stanju $N_0(T)$:

$$\frac{N_0(T)}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_B} \right)^{3/2} \quad (T \leq T_B) \quad (3)$$

T_B je kritična temperatura bozonskog plina (ovdje će se zanemariti da se za $T = T_B$ dobiva $N_0(T_B) = 0$, što nije egzaktni rezultat već posljedica određenih aproksimacija – u stvari za $T > T_B$ dio bozona je i dalje u osnovnom stanju, ali je njihov broj tako mali da se može zanemariti). Osnovni zaključak koji slijedi iz jednadžbe (3) je da su na apsolutnoj nuli ($T = 0$) sve čestice u najnižem (osnovnom) energetsom nivou, a iznad T_B su (skoro) sve čestice u pobuđenim stanjima (pri čemu $N_0(T)$ vrlo brzo raste čim temperatura postane manja od kritične temperature T_B). Između 0 i T_B bozoni su podijeljeni u dvije grupe, (neki su u osnovnom, a drugi u pobuđenim stanjima), ali ostaje bitan zaključak da je za ovakav sustav osnovno kvantno stanje s najnižom energijom zauzeto s makroskopskim brojem čestica do neke konačne temperature. Ova se pojava naziva *Bose-Einsteinova kondenzacija*, a čestice u najnižem energetsom nivou čine *kondenzat* (pri čemu podjela čestica nije u realnom, već u impulsnom prostoru, tj. čestice su ‘uređene’ po svom impulsu).

Dobiveni rezultat za $N_0(T)$ (jednadžba (3)) odnosi se na idealni bozonski plin, ali se može primjeniti na plinoviti i tekući helij. Za plinoviti He^4 se dobiva $T_B = 0.5$ K. Temperatura ukapljivanja He^4 je 4.2 K, što znači da se Bose-Einsteinova kondenzacija ne javlja u plinovitom heliju. Koristeći vrijednosti za masu helijevih atoma te poznatu gustoću, F. London je izračunao da je za tekući He^4 kritična temperatura $T_B = 3.1$ K, što je dosta blizu vrijednosti $T_\lambda = 2.17$ K. S druge strane, temperaturna ovisnost specifične topline za Bose-Einsteinovu kondenzaciju različita je od eksperimentalnih rezultata, a ne pokazuje ni λ - prijelaz.

Nije neočekivano da primjena Bose-Einsteinovog modela na idealni bozonski plin ne daje egzaktni opis realnog λ - prijelaza u tekućem heliju, jer takav pristup zanemaruje interakcije između atoma u tekućini. U odnosu na idealni bozonski plin interakcije utječu na smanjenje broja čestica koje su kondenzirane u najnižem energetsom stanju, a promijenjena je i priroda pobuđenih nivoa. Zbog toga na apsolutnoj nuli sve čestice nisu u najnižem stanju, već je jedan njihov broj na nešto višim energetskim nivoima, što se opisuje kao *osiromašenje* kondenzata zbog interakcija. No osiromašeni kondenzat nije izgubio svoju osnovnu karakteristiku, tj.



makroskopsko veliki broj čestica i dalje zauzima najniži energetski nivo do konačne temperature kondenzacije T_B . Naravno, na $T > 0$ K, popunjavaju se i termalno pobuđeni energetski nivoi, ali to sada nisu stanja pojedinih čestica, već su to elementarna pobuđenja cijelog sustava, koja se razmatraju kao neinteragirajuće kvazičestice.

Niz eksperimentalnih i teorijskih radova bio je usmjeren na traženje direktnog dokaza da je u stanju najniže energije konačni broj (N_0) atoma He II. Za idealni He plin je na apsolutnoj nuli $N_0 = 100 \%$, ali u tekućem heliju je taj iznos manji (osiromašeni kondenzat) zbog interakcija između atoma. Eksperimentalni rezultati, te teorijski proračuni za interagirajući Boseov plin, ukazuju da je $N_0(0 \text{ K}) = 10 - 15 \%$. Postoji također kvalitativno slična temperaturna ovisnost $N_0(T)$ i ρ_{SF}/ρ (gustoće suprafluidne komponente).

Iz osnovnog Londonovog zaključka o postojanju ravnoteže između dviju komponenti u Bose-Einsteinovoj kondenzaciji slijedio je *model dva fluida*. U tom pristupu na $T = 0 \text{ K}$ je sav helij suprafluidan i to uključuje čestice na osnovnom nivou, ali i čestice koje zauzimaju osiromašene nivoe. Normalna komponenta tekućine, koja se javlja s povišenjem temperature, može se identificirati s termalnim pobuđenjima. Model dva fluida razvio je Tisza (1939.), ali on je He II zamislio doslovno kao mješavinu *normalne* (N) i *suprafluidne* (SF) faze, svaku sa svojom brzinom i gustoćom. Viskoznost suprafluidne komponente je nula i ona ne nosi toplinu, za razliku od normalne faze koja je viskozna i njena entropija je različita od nule. No treba naglasiti da se ove dvije faze ne mogu fizički odvojiti, a nije dozvoljena ni podjela atoma na one koji pripadaju normalnoj ili suprafluidnoj fazi, jer su svi atomi identični. Zbog toga se u modelu dva fluida može smatrati da u He⁴ ispod 2.17 K mogu postojati istovremeno dva različita kretanja, svako sa svojom brzinom. Ukupna gustoća ρ He II je

$$\rho_{\text{N}} + \rho_{\text{SF}} = \rho \quad (4)$$

a ukupna struja čestica (za male brzine, kad nema vrtložnog gibanja normalne komponente)

$$\vec{j} = \rho_{\text{N}} \vec{v}_{\text{N}} + \rho_{\text{SF}} \vec{v}_{\text{SF}} \quad (5)$$

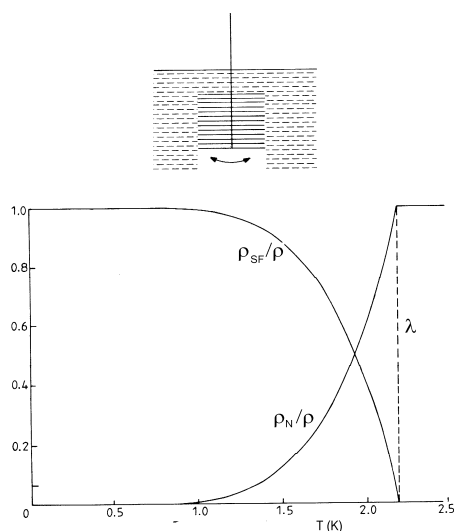
Tiszin model nije definirao temperaturnu ovisnost gustoća normalne i suprafluidne komponente (ρ_{N} i ρ_{SF}), osim njihovih rubnih vrijednosti:

$$\begin{array}{lll} T = 0 \text{ K} & \rho_{\text{N}} = 0; & \rho_{\text{SF}} = \rho \\ T = T_{\lambda} & \rho_{\text{SF}} = 0; & \rho_{\text{N}} = \rho \end{array}$$

Model je omogućavao kvalitativno objašnjenje mnogih ‘paradoksalnih’ pojava opaženih u suprafluidnom He II, a koje se inače nisu mogle obuhvatiti klasičnom hidrodinamikom. (Jedan od interesantnijih zaključaka bila je i mogućnost širenja topline kroz He II, u obliku ‘termičkih’ valova, u kojima dva fluida titraju relativno jedan prema drugom; tzv. *drugi zvuk*).

Tiszin model je postao aktualan tek nekoliko godina nakon što je bio postavljen, a potvrdio ga je *Andronikashvili*, s jednim od najljepših eksperimenata sa suprafluidnim helijem. Na jednom kraju torziona niti bili su složeni tanki metalni listići i uronjeni u He II, a drugi kraj niti bio je učvršćen. Razmak između listića bio je dovoljno mali ($\sim 0.2 \text{ mm}$) da su, za $T > T_{\lambda}$, listići pri svom zakretanju povlačili za sobom sav helij koji se nalazio između njih. Snižanjem temperature ispod T_{λ} opažena

je nagla promjena perioda oscilacija, što je značilo da sada listići više ne “vuku” za

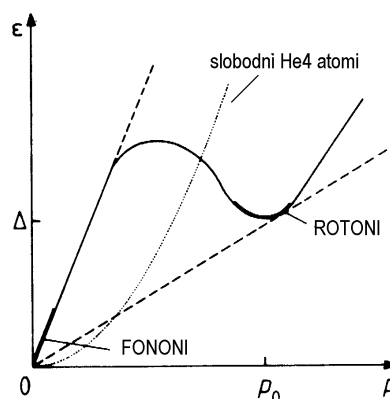


sobom sav helij, već samo normalnu komponentu He II. Eksperiment je omogućio direktno mjerenje temperaturne promjene normalne (a time indirektno i suprafluidne) komponente, što nije bilo obuhvaćeno Tiszinim modelom: pokazalo se da za $T < 1$ K skoro cijeli He II postaje suprafluidan ($\rho_{SF}/\rho \approx 1$).

Landau (1941,1947) je odbacio koncept Bose-Einsteinove kondenzacije. Tekući helij je razmatrao u analogiji s čvrstim tijelom (a ne s plinom), a njegov pristup bio je sličan Debyeovoj teoriji (u kojoj su elementarna pobuđenja transverzalni

i longitudinalni valovi zvuka). Fononski model kristala je primjer općenite metode tretiranja sustava s interakcijama: originalne čestice i njihove međusobne interakcije su zamijenjene s neinteragirajućim (ili bar vrlo slabo interagirajućim) kvazičesticama. Na niskim temperaturama je gustoća kvazičestica dovoljno mala da se mogu zanemariti njihove interakcije.

Transverzalni valovi ne mogu postojati u tekućini. Zbog toga je Landau pretpostavio da se spektar elementarnih pobuđenja u tekućem heliju sastoji od dva dijela: za male energije to su longitudinalni valovi (*fononi*), čija energija ε je proporcionalna s impulsom p (a konstanta proporcionalnosti brzina zvuka c):



$$\varepsilon = cp \quad (5)$$

Za veće energije (više vrijednosti p) Landau je uveo novi tip pobuđenja, (koje je nazvao *rotoni*), a čija energija je

$$\varepsilon = \Delta + \frac{(p - p_0)^2}{2\mu} \quad (6)$$

gdje je μ efektivna masa rotona.

Oblik energetskog spektra koji je predložio Landau bio je kasnije potvrđen neutronske raspršenjem. Neutroni stvaraju i apsorbiraju elementarna pobuđenja u He II, te se, mjerenjem energije i otklona raspršenih neutrona, može direktno odrediti $\varepsilon(p)$ krivulja. Dobivene vrijednosti konstanti u jednačbama (4) i (5) bile su $c = 239$ m/s, $p_0/(h/2\pi) = 19.1$ nm⁻¹, $\Delta/k_B = 8.65$ K, $\mu = 0.16 m_4$.

U He II se prema Landauovoj teoriji spektar pobuđenja sastoji od mješavine fonona i rotona. Njihovi pripadni doprinosi specifičnoj toplini mogu se odvojeno izračunati, i zatim zbrojiti. Za $T < 0.6$ K je broj rotona zanemariv, i samo fononski dio spektra dobro opisuje eksperimentalne rezultate ($c_v \sim T^3$). Doprinos rotona je značajan iznad 1 K (uz odgovarajući izbor parametara p_0 , Δ i μ). Za $T > 1.5$ K

Landauova teorija se ne može više koristiti zbog povećane interakcije između rotona i fonona.

Kvantno-mehaničku nadgradnju Landauove teorije izveo je *Feynman*, ali je njegov spektar $\varepsilon(p)$ bio zapravo istog oblika kao i Landauov.

Za $T \ll T_\lambda$ spektar elementarnih pobuđenja, koji je predložio Landau, je dovoljan za opis termičkih svojstava He II. To znači da u He II ne postoje nikakve druge vrste pobuđenja, a posebno da ne postoji neko slobodno gibanje čestica. Koristeći takav spektar, Landau je također izveo uvjet za pojavu suprafluidnosti. Neka se u He II, koji je na dovoljno niskoj temperaturi tako da je praktički sav suprafluidan, giba neko tijelo brzinom v . Sve dok je brzina tijela v dovoljno mala, helij neće “kočiti” gibanje tijela. Kad brzina dosegne neku kritičnu vrijednost v_L , u suprafluidu će se stvoriti pobuđenje, kinetička energija tijela će se smanjiti i disipirati u obliku topline, a tijelo će “osjetiti kočenje”. Kritična brzina v_L određena je uvjetom

$$v_L = \left[\frac{\varepsilon(p)}{p} \right]_{\min} \quad (6)$$

Korištenjem $\varepsilon(p)$ krivulje dobivaju se dva rješenja: kritična brzina za stvaranje fonona, $v_{Lf} = c = 239$ m/s, te kritična brzina za stvaranje rotona, $v_{Lr} = \Delta/p_0 = 58$ m/s (eksperimentalna vrijednost v_{Lr} , pri protjecanju He II kroz kapilare, je reda veličine 10 cm/s, a Landauov rezultat korigirao je kasnije Feynman, uzimajući u obzir postojanje *virova*). Za slobodne čestice (energije $\varepsilon = p^2/2m_4$) je $v_L = 0$, što znači da suprafluidnosti nema u sustavu u kojem postoji gibanje slobodnih čestica.

Zvukovi, stalne struje, virovi U suprafluidnom heliju postoji četiri različita načina širenja valova, (*prvi, drugi, treći i četvrti zvuk*), no samo je prvi zvuk realni akustički val.

Prvi zvuk je normalni longitudinalni val povezan s promjenama gustoće. Kod njega se vibracije normalne i suprafluidne komponente šire zajedno (u fazi); gustoća i pritisak se mijenjaju, ali je temperatura konstantna. Na $T = 0$ K, brzina prvog zvuka $c_1 = 239$ m/s, a s porastom temperature iznad 1.2 K ona počinje jednoliko opadati. Na T_λ , c_1 ima diskontinuitet.

Prema modelu dva fluida i Andronikashvilijevom eksperimentu omjer normalne i suprafluidne komponente zavisi o temperaturi. Brza i lokalizirana promjena temperature izaziva brzu i lokalnu promjenu omjera ρ_N/ρ , bez promjene ukupne gustoće $\rho_N + \rho_{SF} = \rho$. Fluktuacije omjera ρ_N/ρ predložili su nezavisno Tisza i Landau. One se nazivaju *drugi zvuk*, a čine ga vibracije normalne i suprafluidne komponente koje se šire relativno jedna prema drugoj. Kao rezultat ovih vibracija javljaju se promjene temperature, ali ne i pritiska ili gustoće. Drugi zvuk se može izazvati temperaturnim impulsom. Između 1 K i 2 K je vrijednost drugog zvuka konstantna (18 m/s), a na T_λ je $c_2 = 0$ (jer je $\rho_{SF} = 0$). Za $T < 0.6$ K vrijednost c_2 raste s daljnjim snižavanjem temperature.

Treći zvuk javlja se u tankim filmovima He II. U njima oscilira suprafluidna komponenta, dok je normalna komponenta ‘vezana’ za površinu. Kao rezultat

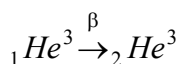
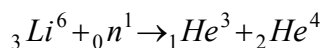
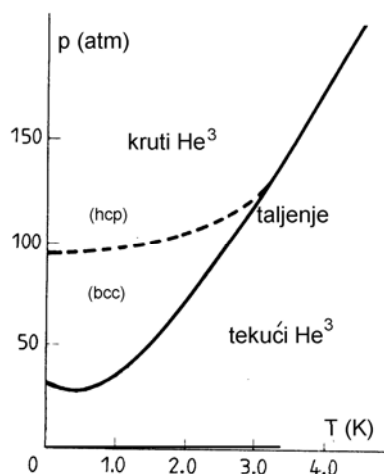
dobivaju se oscilacije debljine filma, a s tim su povezane i oscilacije u temperaturi i pritisku. Izmjerene vrijednosti c_3 bile su između 0.20 i 5 m/s.

Pri prolazu He II kroz tanke kapilare ispunjene finim prahom (tzv. “superleak”) giba se samo suprafluidna komponenta. Vibracije samo te komponente (uz mirovanje normalne komponente) nazivaju se *četvrti zvuk*. Za $T = 0$ K $c_4 \rightarrow c_1$, a na T_λ je $c_4 = 0$. Ako se, dakle, normalna komponenta može gibati, tada postoje prvi i drugi zvuk, a ako je ona nepomična, prvi zvuk degenerira u četvrti zvuk, a drugi zvuk se više ne širi.

U potpunoj analogiji sa supravodičima, kod kojih jednom uspostavljena struja elektrona teče bez trenja (tj. otpora), i u suprafluidnom heliju postoje *stalne struje*. One su dokazane eksperimentom u kojem se cilindrična posuda ispuni finim prahom i napuni s tekućim helijem te zarotira. Ako se sada temperatura helija u unutrašnjosti snizi ispod T_λ , a rotacija cilindra zaustavi, opaža se da tok suprafluidnog helija i dalje postoji, bez promjene njegove kutne količine gibanja.

Jedna od pretpostavki Landauovog modela bila je da je suprafluidna komponenta bezvrtložna (tzv. *Landauovo stanje*). Očekivalo se stoga da će slobodna površina suprafluidnog helija u posudi koja rotira biti ravna do T_λ , te (uobičajenog) paraboličnog oblika za $T > T_\lambda$. Eksperiment (*Osborne*) je pak pokazao da je slobodna površina helija paraboličnog oblika za sve temperature do 4.2 K, a dokazano postojanje efekta fontane u rotirajućem He II eliminiralo je mogućnost da je helij prestao biti suprafluidan zbog rotacije. Neslaganje između pretpostavke Landauovog stanja (bezvrtložnost suprafluida u cijelom volumenu) i Osbornovog eksperimenta (ponašanje He II kao klasične tekućine) je objašnjena (a i eksperimentalno dokazana) stvaranjem virova. Koristeći kvantno-mehaničke argumente *Onsager* je bio pokazao da u suprafluidnom heliju moraju postojati *virovi* s cirkulacijom koja je kvantizirana ($n \cdot h/m_4 = n \cdot 9.98 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$). Pri rotaciji se u tekućini formiraju pravilno raspoređeni virovi, čije osi (koje čini normalna komponenta) su paralelne s osi rotacije. Kvantizirana cirkulacija suprafluida za svaki vir je minimalna (tj. h/m_4), što znači da je za danu kutnu brzinu Ω posude gustoća virova maksimalna ($\approx 2000 \cdot \Omega$ virova/cm²). No promjeri virova su vrlo mali (0.2-0.3 nm), pa se cijela tekućina doima kao klasična. Da bi se virovi uopće pojavili, potrebna je minimalna kutna brzina ($\sim 10^{-3}$ rad/s), što znači da je bezvrtložno stanje vrlo lako razoriti. Povećanjem kutne brzine raste broj stvorenih virova, a kod određene brzine ($\sim 10^{12}$ rad/s) njihov se broj toliko poveća, da im se osi (tj. normalna komponenta) preklapaju, što dovodi do gubitka suprafluidnosti.

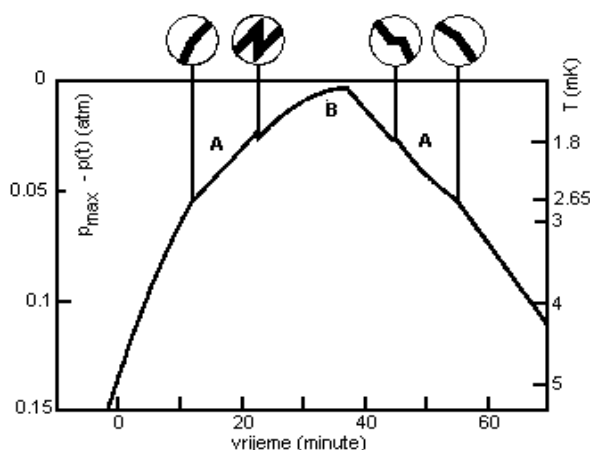
He³ Zbog vrlo male količine He³ u prirodi, on se danas dobiva u nuklearnim reaktorima (nakon zračenja litija s neutronima te beta raspada dobiva se plin bogat s He³):



Fazni dijagram He³ je također neuobičajen. Kritična temperatura je 3.35 K, a temperatura

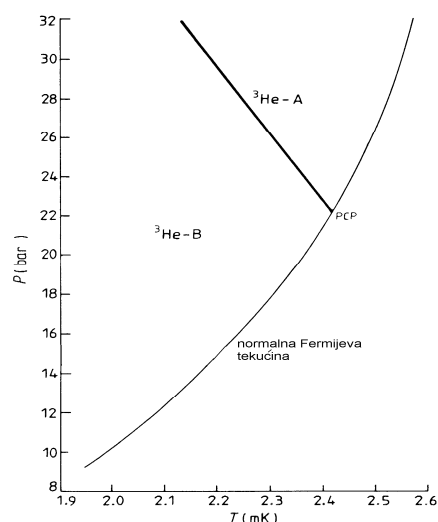
ukapljivanja 3.2 K. Kao i He^4 , He^3 je tekuć do apsolutne nule i može se dobiti u krutoj fazi samo primjenom visokih pritisaka, ali nema λ -prijelaza. He^3 je fermion, (jer njegova jezgra sadrži 2 protona i jedan neutron), a zbog manje mase je njegova nulta energija još veća.

Za razliku od običnih tekućina, He^3 ispod 0.3 K ima svojstvo da je entropija njegove tekuće faze manja od entropije krute faze (tj. tekuća faza je urednija). To svojstvo se koristi za postizanje vrlo niskih temperatura (< 2 mK): komprimiranjem tekućeg He^3 stvara se (manje uređeni) kruti He^3 , za što je potrebna toplina, koja se uzima od preostale tekućine, čime se ona hladi (*Pomeranchukovo hlađenje*).



Koristeći ovu tehniku hlađenja, Lee, Osheroff i Richardson (1972) su istraživali prijelaz u antiferomagnetsku fazu u čvrstom He^3 , pri čemu su mjerili vremensku ovisnost pritiska u He^3 : dobivena krivulja imala je anomalije na 2.65 mK i 1.8 mK, koje nisu bile uzrokovane pogreškama pri izvođenju eksperimenta, već su bile posljedica prijelaza He^3 u suprafluidnu fazu.

Za fermionski plin direktna kondenzacija nije moguća i zbog toga se dugo smatralo da He^3 ne može biti suprafluidan. No BCS teorija supravodiča (koji su analogni suprafluidima) je pokazala da se Bose-Einsteinova kondenzacija ipak može postići na nešto složeniji način: u supravodičima se elektroni (fermioni) sparuju, i tada se ti elektronski parovi ponašaju kao bozoni. Objašnjenje suprafluidnost He^3 se zasniva na sličnim pretpostavkama, ali sparivanja fermiona u dvije suprafluidne faze (A i B) nisu istog tipa. Različite su i vrste faznih prijelaza: dok je prijelaz u A fazu II reda, prijelaz u B fazu je I reda. Pored A i B faza, He^3 ima i dodatnu suprafluidnu fazu, koja se javlja samo u prisustvu vanjskog magnetskog polja. Općenito He^3 kao kvantna tekućina ima mnogo kompliciraniju strukturu od He^4 , jer pokazuje anizotropna svojstva.



Nakon prvog otkrića, suprafluidnost He^3 je potvrđena različitim eksperimentima: sniženjem temperature ispod 2 mK prigušenja oscilacija napete žice su se smanjila za oko 1000 puta (smanjenje prigušenja posljedica je smanjenja viskoznosti); izmjerena je brzina

četvrtog zvuka; tok suprafluidnog He^3 u torusu napunjenom prahom nije se mijenjao u B fazi (ali ne i u anizotropnoj A fazi) nekoliko dana koliko su trajala mjerenja (potvrda trajnih struja), određena je viskoznost koja je bar 12 puta redova veličina

manja nego za normalni He^3 . U He^3 su također nađeni kvantizirani virovi (i to 8 različitih oblika).

* * * * *

He^4 , He^3 i njihova mješavina (He^3 - He^4) su danas i dalje neophodne kriogene tekućine u istraživanjima različitih fizikalnih pojava na niskim temperaturama ($T \geq 1$ mK). No njihova neobična fundamentalna svojstva su u međuvremenu u potpunosti zasjenila njihov prvobitni značaj za dobivanje niskih temperatura. Zajedno sa supravodljivošću, istraživanja suprafluida dovela su razvoja novih fizikalnih modela općeg značaja za razumijevanje makroskopskih kvantnih efekata, a u slučaju He^3 i do modela koji povezuju njegova suprafluidna svojstva s dinamikom faznih prijelaza za koje se pretpostavlja da su postojali pri stvaranju prvih galaksija.