LANDAU, AZ ISKOLATEREMTŐ

Sólyom Jenő
MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet

A száz éve született *Lev Davidovics Landau* a leningrádi egyetem fizikus hallgatója volt, amikor 1926-ban első cikke [1] megjelent a *Zeitschrift für Physik*ben *A kétatomos molekulák spektrumának elméletéhez* címmel. Ebben az „új kvantummechanikának” megfelelően határozta meg – perturbációszámítást alkalmazva – a molekula gerjesztési spektrumát, az átmenetek intenzitását, elektromos és mágneses tér jelenlétében is. Igaz, hogy 18 éves kora ellenére már egyetemi tanulmányai vége felé járt, de alig vagyunk egy évvel *Heisenberg*nek a modern kvantummechanikát megalapozó cikke után. Egy évvel később megjelent munkájában [2] pedig eredeti módon, az azóta sűrűségmátrixként ismert mennyiség bevezetésével vizsgálta a csillapodás problémáját a hullámmechanikában. Életének utolsó, *Az alapvető kérdésekről* című munkája pedig 1960-ban jelent meg a *Wolfgang Pauli* születésének hatvanadik évfordulója alkalmából kiadott kötetben.

A közben eltelt három és fél évtizedben a fizika sok területén alkotott maradandót. Ha egy mostanában megjelenő szilárdtest-fizikai, magfizikai, térelméleti vagy más tankönyv tárgymutatóját fellapozzuk, többek között a következő indexelemekkel találkozhatunk: Landau-csillapodás, Landau-diamágnesség, Landau-ghost, Landau-mérték, Landau-pólus, Landau-szintek, Ginzburg–Landau-egyenletek, Ginzburg–Landau-modell, Ginzburg–Landau-funkcionál, Landau–Lifsic-egyenletek, Bothe–Landau-formula, Landau–Placzek-formula, Landau–Zener-formula, a másodrendű fázisátalakulások Landau-elmélete, a Fermi-folyadékok Landau-elmélete, a turbulencia Landau–Hopf-elmélete.

Az 1962 januárjában bekövetkezett tragikus baleset tehát egy termékeny, a fizika fejlődését rendkívüli módon előrevivő életet tört ketté. Pedig munkásságát nemcsak a baleset zavarta meg. Lehet, hogy csak óvatosságának köszönhette, hogy nem lett a sztálini tisztogatás áldozata. 1937-ben akkor hagyta ott Harkovot – szinte egyik napról a másikra és kért menedéket régi pártfogójától, *Pjotr Kapicá*tól –, amikor kollégáját és barátját, a kísérleti fizikus *Lev Subnyikov*ot, akivel egy időben volt a harmincas évek elején hosszabb tanulmányúton Nyugat-Európában, kémkedés vádjával letartóztatták. Amikor a következő évben ő is börtönbe került, valószínűleg maga sem tudta, ez csak évtizedek múlva került nyilvánosságra, hogy Subnyikovot letartóztatása után néhány hónappal kivégezték.

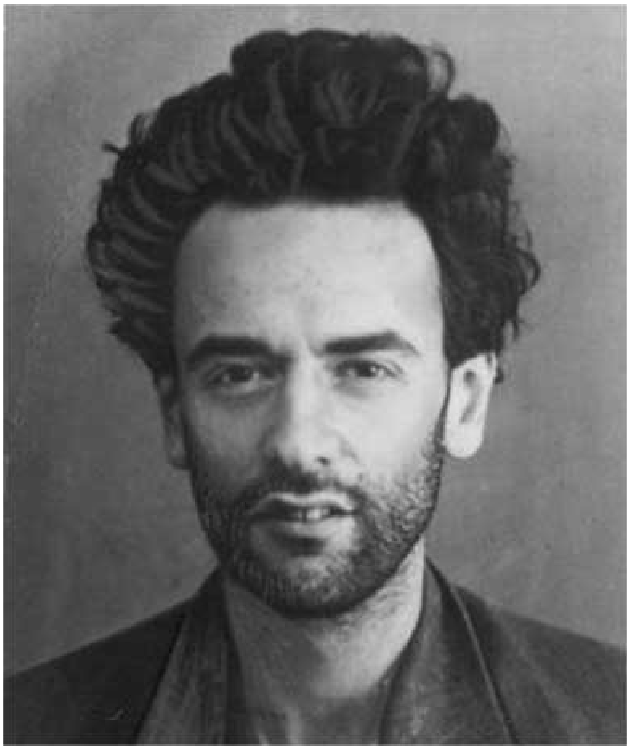
1934-ben az Ukrán Fizikai-Technikai Intézetben. Első sorban balról jobbra: L.V. Subnyikov, A.I. Lejpunszkij, L.D. Landau és P.L. Kapica, a hátsó sorban: B.J. Finkelstein, O.N. Trapeznyikova, K.D. Szinelnyikov és J.N. Rabinin.

A Landau munkáinak gyűjteményét [3] kezébe vevő olvasónak legfeljebb az tűnhetett fel, hogy míg 1934-ben és 1935-ben is négy cikke jelent meg, emellett 1935-ben két könyve, 1936-ban hat, 1937-ben pedig tíz cikke, s ekkor készült el az *Elméleti fizika* sorozat első tagja, a *Statisztikus fizika,* addig 1938-ban csak kettő, 1939-ben pedig mindössze egy cikke. A hivatalos, a halála idején írt életrajz mégcsak nem is utalhatott arra, hogy mi lehetett ennek az oka. Ahogy arra is csak igen áttételesen, hogy miért foglalkozott az 1950-es évek elején Landau parciális differenciálegyenletek numerikus megoldásával. Ha az olvasó nem találta volna ki, a szovjet atom- és hidrogénbomba-programhoz kellettek ezek a számítások.

A Landau-iskola és az elméleti minimum

A kvantummechanika születése utáni időben tevékenykedő fizikusok között nem ő volt az egyetlen, akinek munkássága a fizikán belül több, ma igen különbözőnek tekintett területre terjedt ki. Elég, ha csak *Hans Bethé*re vagy Werner Heisenbergre gondolunk. Valószínűleg a legtöbben nem úgy tekintünk rájuk, mint a szilárdtestfizika jellegzetes képviselőire, pedig a Heisenberg-modell említése nélkül nem lehet a mágnességről tanulni. A Heisenberg-modell egydimenziós változatának megoldására javasolt Bethe-feltevés nem ennyire közismert, de minden egyetemi oktató örülhetne, ha hallgatói annyit tudnának a fémek elektronelméletéről, amennyit az 1930-as évek elején a *Handbuch der Physik* számára készült összefoglalóban [4] *Arnold Sommerfeld* és Bethe leírt.

Mégis azt mondhatjuk, hogy Landau munkássága ezekénél lényegesen szélesebb ölelésű volt. Őt élete végéig az jellemezte, hogy az elméleti fizikát egységes tudományterületnek tekintette. Nemcsak pályája elején foglalkozott egyszerre a fázisátalakulások elméletével, a fémek nagyon alacsony hőmérsékleti viselkedésével, a szupravezetéssel, a csillagok energiájának eredetével, a magok statisztikus elméletével, a neon és szén alfa-bomlással szembeni stabilitásával, vagy a nehéz részecskék által keltett záporok kialakulásával (ezek mind 1937-ben jelentek meg), hanem az 1950-es évek közepén is több témában volt érdekelt. Ekkor dolgozta ki a Fermi-folyadékok elméletét, miközben cikkek sorát írta a kvantumtérelmélet problémáiról.



Landau 1938-ban, a hírhedt Ljubjanka börtönben

Talán még ennél is jellegzetesebb vonás az a tudatos iskolateremtés, amely Landaut a harkovi időktől kezdve jellemezte. Ha a Landau nevéhez köthető fogalmakat keressük, a fent felsoroltak mellett, vagy még azok előtt, a Landau-iskola és „A Landau–Lifsic”, vagyis a Landau és *Jevgenyij Lifsic* által írt elméleti fizika tankönyvsorozat juthat eszünkbe. Landau szerint az elméleti fizikát csak akkor lehet eredményesen művelni, ha a jelölt széles alapokkal rendelkezik. Nemcsak maga volt univerzális, hanem munkatársaitól is ezt várta. Ezért mindenkit, aki mellette szeretett volna tudományos munkát végezni, levizsgáztatott az „elméleti minimum”-ból. Mint ismert, mindössze 43-an állták meg a próbát. Közülük a legismertebbek Jevgenyij Lifsic mellett még Harkovból *Alekszandr Ahiezer, Iszaak Pomerancsuk* és *Tisza László,* a moszkvai időből pedig talán *Alekszej Abrikoszov* (maga is Nobel-díjas), *Lev Gorkov, Igor Dzjalosinszkij, Iszaak Halatnyikov* és *Lev Pitajevszkij.*

A Landau–Lifsic-sorozatból képet kaphatunk arról, hogy mit jelentett ez a minimum. A mechanikától az elektromágneses tér klasszikus elméletén, a szilárd testek elektrodinamikáján és a kvantummechanikán keresztül a statisztikus fizikáig terjedt a megkövetelt ismeretek köre. Életében hét kötet jelent meg a tervezett sorozatból. Halála után Lev Pitajevszkij segített a teljessé tételben. A könyveket angolra, franciára, németre, sőt magyarra is lefordították, valószínűleg más nyelvekre is, így Landau közvetlen tanítványain túl fizikusok nemzedékei nőttek fel azokon.

Az iskolateremtés része volt a Landau-szeminárium is, ahol csoportjának tagjai számoltak be munkájukról, illetve ismertettek cikkeket. Amíg aktív volt, Landau az első sorban ült mindig ugrásra készen, ha valamivel nem értett egyet.

Ebben a cikkben három példán keresztül szeretném bemutatni a rá és a Landau-iskolára jellemző gondolkodásmódot.

A Landau-diamágnesség

Az első példa a Landau-diamágnesség és a De Haas–Van Alphen-jelenség Landau-féle tárgyalása. A klasszikus mechanikából tudjuk, hogy ha egy q töltésű részecske $\boldsymbol{A}$ vektorpotenciállal megadott $\boldsymbol{B}$ mágneses térben mozog, kinetikus energiáját az $m\boldsymbol{v} = \boldsymbol{p} - q\boldsymbol{A}$ kinetikus impulzus segítségével lehet

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}\, m\boldsymbol{v}^2$$

alakban megadni. A kvantummechanikai tárgyalásban operátorokat használva és a $\boldsymbol{p}$ kanonikus impulzusra megkövetelve a kanonikus felcserélési relációt a

$$\mathcal{H} = \frac{m\, v_x^2}{2} + \frac{m\, v_y^2}{2} + \frac{m\, v_z^2}{2}$$

Hamilton-operátor sajátérték-problémáját kell megoldani. Az

$$\boldsymbol{A} = \frac{1}{2}\boldsymbol{B}\times\boldsymbol{r}$$

szimmetrikus mértéket használva a $q = -e$ töltésű elektronokra,

$$m\, v_x = p_x - \frac{1}{2}\, e\, B\, y,$$

$$m\, v_y = p_y + \frac{1}{2}\, e\, B\, x,$$

$$m\, v_z = p_z.$$

Ezt a problémát, valójában egy ennél bonyolultabbat, mert a részecske nem szabadon, hanem harmonikus (parabolikus) potenciáltérben mozgott, *Vlagyimir Fock* már 1928-ban megoldotta [5]. Azt a ma már egyáltalán nem meglepő eredményt kapta, hogy a mágneses térre merőleges síkban klasszikusan $\omega_c = eB/m$ körfrekvenciával mozgó részecske energiája $\hbar\omega_c$ egységekben van kvantálva. Az energia-sajátértékek:

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\,\omega_c + \frac{p_z^2}{2\, m}.$$

Fock a sajátfüggvényeket is megadta az általánosított Laguerre-polinomok segítségével. A megoldásból azonban egyáltalán nem látszott, hogy mekkora az egyes energiaszintek elfajultsága. Landau 1930-ban megjelent munkájának [6] első érdekes eredménye e kérdés megválaszolása volt. Rámutatott arra, hogy ha a ψ sajátfüggvényeket

$$\psi = \exp\left(\frac{\mathrm{i}\, e B}{2\hbar}\, x\, y\right)\chi$$

alakban választjuk, χ is a szabad elektronok kinetikus energiáját tartalmazó fenti Hamilton-operátor sajátfüggvénye ugyanazzal az energiával, de az azóta Landau-mértéknek nevezett $\boldsymbol{A} = (0, Bx, 0)$ mértékben, vagyis

$$m v_x = p_x,$$

$$m v_y = p_y + e B x,$$

$$m v_z = p_z.$$

Ebben az alakban a feladat olyan oszcillátorokra vezethető vissza, amelyek középpontja az x tengely mentén jól meghatározott, $x_0 = -p_y/eB$ helyeken lehet. A p_y impulzus lehetséges kvantált értékeiből kapta meg az energiaszintek $N_\mathrm{p} = e\Phi/\hbar$ degenerációját, ahol Φ a minta felületén áthaladó mágneses fluxus.

Az energiaspektrum ismeretében viszonylag egyszerűen jutott el a nagykanonikus potenciál

$$\Omega = B \sum_{n=0}^{\infty} f\left[\mu - \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\,\omega_\mathrm{c}\right]$$

alakjához, ahol

$$f(\mu) = -k T \frac{e V}{2 \hbar^2 \pi^2} \int \ln\left[1 + \exp\left(\frac{\mu}{k T} - \frac{p_z^2}{2 m k T}\right)\right] \mathrm{d}p_z.$$

Az n szerinti összegzés elvégzésére a

$$\sum_{n=0}^{n_0} f\left(n + \frac{1}{2}\right) = \int_0^{n_0+1} f(x)\,\mathrm{d}x - \frac{1}{24} f'(x)\Big|_0^{n_0+1} + \dots$$

Euler–Maclaurin-féle összegképletet használta, majd a nagykanonikus potenciálból a mágnesezettséget és a szuszceptibilitást is meghatározta. Így jutott a $T \to 0$ határesetben az elektronok pályamozgásából adódó jól ismert

$$\chi_\mathrm{dia} = -\frac{1}{3}\mu_0 \mu_\mathrm{B}\, \rho(\varepsilon_\mathrm{F}),$$

Landau-féle diamágneses szuszceptibilitáshoz, ahol $\rho(\varepsilon_\mathrm{F})$ az elektronok állapotsűrűsége a Fermi-energiánál. Az előjelkülönbségtől eltekintve ez pontosan egyharmada a spinektől származó Pauli-féle paramágneses szuszceptibilitásnak.

Önmagában ez az eredmény is nagyszerű teljesítmény lett volna. Landau igazi fizikusi hozzáállása, érettsége azonban az ehhez az eredményhez fűzött megjegyzésekben nyilatkozott meg igazán. Először is rámutatott arra, hogy ha nem szabad elektronokra végezte volna el a számolást, hanem a kristályrács periodikus potenciálterében, akkor – mivel a spineket és a Pauli-féle szuszceptibilitást a periodikus potenciál nem befolyásolja, a Bloch-elektronok dinamikája viszont nem azonos a szabad elektronokéval – az egyharmados arány felborulhat a diamágneses és paramágneses járulék között, és a bizmuthoz hasonlóan az eredő viselkedés diamágneses lehet.

Másrészt, felhívta a figyelmet arra, hogy a Bohr-féle kvantálásnak megfelelő kvantált energiaszintek akkor alakulhatnak ki, ha az elektronoknak van idejük legalább néhányszor körbefutni a periodikus pályán. Ha a minta szennyezett, s emiatt a közepes szabadúthossz összemérhető a ciklotronpálya sugarával vagy kisebb annál, a diamágneses szuszceptibilitás lényegesen megváltozhat. Ugyanezt kell tapasztalni akkor is, ha a minta mérete válik összemérhetővé a ciklotronsugárral. Az ebből adódó méreteffektusokat jóval később, az 1960-as években éppen a Szovjetunióban vizsgálták igen kiterjedten.

Mindezeknél izgalmasabb Landau harmadik megjegyzése. Rámutatott arra, hogy az Euler–Maclaurin-féle összegzési formula csak viszonylag lassan változó függvényekre alkalmazható. Az adott esetben ez azt jelenti, hogy teljesülnie kell a $\mu_\mathrm{B} B \ll kT$ feltételnek, ez viszont sérülhet nagyon alacsony hőmérsékleteken vagy erős mágneses terekben. Mint írta: „Az utóbbi esetben a mágneses momentum a mágneses térnek bonyolult nemlineáris függvénye lehet, sőt a térerősség függvényében erős periodicitást mutatna.” Ezzel lényegében megjósolta a De Haas–Van Alphen-jelenséget. Hozzátartozik azonban az igazsághoz, hogy a jelenséget az akkori kísérleti lehetőségek mellett megfigyelhetetlennek vélte. Becslést végzett arra, hogy az akkor elérhető legerősebb, 30 tesla nagyságú mágneses térnek mennyire kell homogénnak lennie, hogy a jelenség ne mosódjon el, s azt találta, hogy a térerősség 0,1%-os inhomogenitása már kiátlagolja az oszcillációkat. A sors fintora, hogy még ugyanabban az évben, a már említett, akkor Leidenben dolgozó Subnyikovnak *De Haas*szal együtt [7] sikerült megfigyelnie az energiaszintek kvantáltsága miatt az ellenállásban megjelenő oszcillációt, majd De Haas és *Van Alphen* [8] a mágnesezettség oszcillációit is meg tudta mérni. Egyébként a De Haas–Van Alphen-jelenség pontosabb elméleti leírását, az oszcilláló tag helyes hőmérsékletfüggését is Landau adta meg később, 1939-ben [9], gömbszerű Fermi-felülettel rendelkező fémekre, az Euler–Maclaurin-összegzés helyett a Poisson-összegzést alkalmazva.

A másodrendű fázisátalakulások Landau-elmélete

A második példa a másodrendű (folytonos) fázisátalakulások Landau-elmélete és annak alkalmazása szupravezetőkre, ami a Ginzburg–Landau-elmélethez vezetett. Itt két olyan motívumra figyelhetünk fel, amely jellemző volt Landaura. Az egyik a szimmetriák szerepének hangsúlyozása a fizikai elméletekben. Amikor Landau az 1930-as években a folytonos fázisátalakulásokkal kezdett foglalkozni, még egyáltalán nem volt tisztázva, hogy mikor lehet vagy nem lehet folytonos egy fázisátalakulás abban az értelemben, ahogy folyadékból folytonosan át lehet menni a gázfázisba. Landau mutatott rá arra [10], hogy ilyen értelemben nem lehet folytonos az átalakulás a kristályos állapotból a folyadékba vagy a kristály egy más szimmetriájú állapotába. Ezek az átalakulások ugyanis mindig szim-

Landau csoportja 1956-ban. Az ülő sorban balról jobbra: L.A. Prozorova, A.A. Abrikoszov, I.M. Halatnyikov, L.D. Landau, E.M. Lifsic. Az álló sorban: Sz.Sz. Gerstein, L.P. Pitajevszkij, L.A. Vajnstein, R.G. Archipov, I.E. Dzjalosinszkij.

metriaváltozással, szimmetriaelemek eltűnésével vagy új szimmetriaelemek megjelenésével járnak együtt, márpedig „egy szimmetriaelem vagy jelen van, vagy hiányzik, de semmiféle közbenső állapot nem lehetséges. Ezért abszolút lehetetlen olyan folytonos fázisátalakulás (a folyadék és gáz folytonos átalakulásának értelmében), amely szimmetriaváltozással járna.” Ezt az állítást *Phil Anderson* annyira fontosnak érezte, hogy a szilárdtestfizika első főtételének nevezte [11] a következő megfogalmazásban: „a szimmetriát nem lehet folytonosan változtatni”.

A másodrendű fázisátalakulásoknál Landau szerint sérül a magas hőmérsékleti fázis szimmetriája. A sérült szimmetriájú fázist egy, a rendre jellemző új mennyiség, a rendparaméter véges értéke írja le. Mivel az átalakulási pontban a rendparaméter nulla értéket vesz fel és onnan folytonosan növekszik, értéke az átalakulási pont közelében még kicsi. Ezért, ha a szabadenergiát ennek hatványai szerint sorba fejtjük, elegendő az első néhány tagot megtartani. Egy kis paraméter keresése volt az a másik jellegzetes vonás, amire utaltam.

A másodrendű fázisátalakulások Landau-elmélete [10] ezt a kettőt, a szimmetriamegfontolásokat és a kis paraméter létezésének következményeit ötvözte. Ha a $\delta\rho$ rendparamétert a magas szimmetriájú fázis szimmetriacsoportja irreducibilis ábrázolásainak bázisfüggvényei szerint kifejtjük, a

$$\delta\rho = \sum_n \sum_{i=1}^{d_n} c_i^{(n)} \varphi_i^{(n)}$$

alakra jutunk, ahol n indexeli az irreducibilis ábrázolásokat, d_n pedig annak dimenziója. Ebben a felírásban a $c_i^{(n)}$ együtthatók tekinthetők kis paraméternek, a rendezett fázis szabadenergiája ezek hatványai szerint haladó sorban adható meg:

$$F = F_0 + \sum_n A^{(n)} f_2^{(n)} + \sum_n B^{(n)} f_4^{(n)} + \ldots,$$

ahol $f_2^{(n)}$, illetve $f_4^{(n)}$ az n-edik irreducibilis ábrázoláshoz tartozó $c_i^{(n)}$ együtthatókból alkotott másodrendű, illetve negyedrendű kifejezés. Ezeket abból a megkötésből határozhatjuk meg, hogy a szimmetriasértés ellenére a szabadenergiának magának, mint a rendszer fizikai állapotát jellemző mennyiségnek, invariánsnak kell lennie a rendezetlen fázis minden szimmetriaműveletével szemben. A szabadenergiát a $c_i^{(n)}$ együtthatók szerint minimalizálva kapjuk a szimmetriasértő fázisban a rendparaméter értékét. Harmadrendű invariáns azért nem jelent meg a sorfejtésben, mert elrontaná a folytonos átalakulást. Ezt a kikötést éppen arra lehet felhasználni, hogy kiszűrjük, melyik alcsoport lehet a rendezett fázis szimmetriacsoportja és melyik nem.

A Landau-elmélet jól ismert alakjához akkor jutunk, ha csak egyetlen irreducibilis ábrázolással van dolgunk, és a rendparaméter skaláris. Ilyenkor a szabadenergia szokásos

$$F = F_0 + A\eta^2 + B\eta^4 + \ldots$$

alakjából az A és B együtthatókra tett ismert feltevésekkel lehet az átalakulás termodinamikáját leírni.

Még ugyanebben az évben, 1937-ben, Landau arra is rámutatott [12], hogy ha az átalakulási pont közelében megjelenő térbeli inhomogenitásokat is figyelembe akarjuk venni, akkor a szabadenergia sűrűségében meg kell engedni a rendparaméter változására jellemző $\nabla\eta$ hatványait tartalmazó tagokat is, vagyis az

$$f = f_0 + \alpha\eta^2 + \beta\eta^4 + \gamma(\nabla\eta)^2 + \ldots$$

térfogati integrálját kell minimalizálni. Ez volt a kiindulás a szupravezetés Ginzburg–Landau-elméletének [13] kidolgozásához. Mikroszkopikus elmélet híján feltételezték, hogy a rendparaméter a szupravezető elektronok ψ hullámfüggvénye, ez a kis paraméter, s a szabadenergia ennek hatványai szerint fejthető ki. A többit már a szimmetriamegfontolások diktálták. Ha a rendparaméter hullámfüggvény jellegű mennyiség, a szabadenergia nem függhet annak komplex fázisától, tehát a sorfejtésben $|\psi|^2$-nek kell megjelennie. Továbbá, mágneses tér jelenlétében a mértékinvariancia megköveteli, hogy a hullámfüggvény gradiensét tartalmazó tagban ∇ helyett, a korábban említettek szerint, $\nabla + (\mathrm{i}e/\hbar)\boldsymbol{A}$ álljon. A mágneses tér energiáját is figyelembe véve a szupravezető állapot szabadenergiájának sűrűségére így az

$$f_\mathrm{s} = f_\mathrm{n} + \alpha|\psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\psi|^4 + \\ + \frac{1}{2m^*}\left|\left(\frac{\hbar}{\mathrm{i}}\nabla + e\boldsymbol{A}\right)\psi\right|^2 + \frac{1}{2\mu_0}\boldsymbol{B}^2$$

alakot tételezték fel szabad α, β és m^* együtthatókkal. Ennek a szabadenergia-sűrűségnek a hullámfüggvény és a vektorpotenciál szerinti minimalizálásával jutunk a Ginzburg–Landau-egyenletekhez.

Nem beszéltünk eddig az e paraméterről. Erre vonatkozóan megjegyzik, hogy „nincs semmi ok arra, hogy az elektron töltésétől különbözőnek vegyük”. Később, amikor a mikroszkopikus elméletből kiderült, hogy valójában e helyén $2e$-nek kell állnia, Ginzburg többször említette, szinte szemrehányóan, hogy ő valójában szerette volna, ha e-t is szabad paraméternek tekintik, de Landau ragaszkodott a fenti mondathoz. Bár Landaunak nem volt tökéletesen igaza, mégis valószínűleg közelebb állt az igazsághoz, mint Ginzburg. Hiszen ha e szabad paraméter lehetne, akkor függne a szupravezető anyagi minőségétől, sőt akár helyfüggő is lehetne. A mértékinvariancia viszont csak univerzális e-vel teljesíthető. A Cooper-párok $2e$ töltése biztosítja az univerzális értéket, de azok létezéséről akkor még senki sem tudott.

A másodrendű fázisátalakulások Landau-elméletének a jelentőségét nem csökkenti az, hogy ma már tudjuk, bizonyos esetekben a kialakuló új állapotot nem lehet egy lokális rendparaméterrel jellemezni. Létezhetnek fázisok topologikus renddel vagy rejtett rendparaméterrel is.

A Fermi-folyadékok Landau-elmélete

A harmadik példa a Fermi-folyadékok Landau-elmélete [14]. Az már korábban, részben Landau munkásságának köszönhetően ismert volt, hogy a kondenzált anyagok viselkedését sokszor bozon jellegű szabad elemi gerjesztések segítségével lehet értelmezni. A gerjesztett állapotok spektruma általában rendkívül bonyolult, de ha csak a fizikai tulajdonságok szempontjából releváns, a termikus energiával összemérhető vagy annál kisebb energiájú gerjesztéseket tekintjük, hiszen csak ezek lehetnek kellő számban gerjesztve, az ebbe a tartományba eső energiák egy szabad bozongáz spektrumával azonosíthatók. Ilyen elemi gerjesztések a rezgő rács viselkedésének tárgyalásánál megjelenő fononok, a ferro- és antiferromágneses anyagok mágneses tulajdonságainak megértését lehetővé tevő magnonok, vagy a szuperfolyékony héliumban megjelenő rotonok. Mindezek olyan kollektív gerjesztések, amelyeknek csak a kölcsönható rendszerben van értelmük. Ha az atomokat összetartó erőket vagy a mágneses kölcsönhatást képzeletben kikapcsoljuk, a továbbiakban már nem beszélhetünk fononokról vagy magnonokról.

A fémek elektromos tulajdonságainak leírásánál egészen mást tapasztalunk. Az egyszerű fémek viselkedése nagyon jól modellezhető a szabad, töltés nélküli fermionokat feltételező Sommerfeld-modellel. A rács periodikus potenciálja ugyan azt eredményezi, hogy a Bloch-elektronok dinamikáját nem az elektronok m_e tömegével, hanem egy m^* effektív tömeggel kell jellemezni, de az elektronok közötti kölcsönhatás mintha alig játszana szerepet. Landau lényeges felismerése az volt, hogy e mögött a szokásos fermionrendszereknek egy érdekes tulajdonsága rejtőzik. Ha az elektronok közötti kölcsönhatást adiabatikusan kapcsoljuk be, a szabad elektronok gázának alapállapota folytonosan alakul át a kölcsönható rendszer alapállapotába, az egyrészecskés gerjesztett állapotok pedig a kölcsönható rendszer gerjesztett állapotaiba mennek át. Ezért a kölcsönható fermionrendszer gerjesztett állapotait úgy írhatjuk le, mintha bennük fermion jellegű kvázirészecskék lennének gerjesztve. Megint csak Phil Andersonra hivatkozhatunk [11], aki a kvázirészecske-képhez vezető adiabatikus folytatást a szilárdtestfizika másik alapelvének tekintette.

Ahhoz, hogy kvantitatív eredményekhez is el lehessen jutni, szükség volt itt is a kis paraméter megtalálására. Ezt Landau a kvázirészecskék számában ismerte fel. Ha $\delta n_{\boldsymbol{k}\sigma}$ jelöli a $\hbar\boldsymbol{k}$ impulzusú, σ spinű kvázirészecskék számát, akkor a szabadenergia ennek hatványai szerint kifejthető:

$$F = F_0 + \sum_{\boldsymbol{k}\sigma} (\varepsilon_{\boldsymbol{k}\sigma} - \mu)\, \delta n_{\boldsymbol{k}\sigma} + \\ + \frac{1}{2V} \sum_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'\sigma\sigma'} f_{\sigma\sigma'}(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}')\, \delta n_{\boldsymbol{k}\sigma}\, \delta n_{\boldsymbol{k}'\sigma'} + \dots$$

Bár a kvázirészecskék közötti kölcsönhatást egy többváltozós függvény adja meg, valójában az néhány paraméterrel helyettesíthető. Így a kölcsönható fermionrendszer tulajdonságai – nemcsak az ezzel a szabadenergiával leírható termodinamikai viselkedése, hanem az ugyanezt a kölcsönhatást tartalmazó transzportegyenletből származtatható transzporttulajdonságai is – néhány paraméter segítségével megadhatók.

Az elmélet arra sajnos nem tud választ adni, hogy egy fermionrendszer mikor tekinthető normálisnak, mikor lehet benne kvázirészecskéket definiálni, s mikor sérül az adiabatikus folytonosság. Ma már tudjuk, hogy vannak nevezetes kivételek. Ilyen a szupravezető állapot, amely perturbatívan, még ha végtelen rendig fel is összegezzük a perturbációs sort, nem állítható elő a szabad elektronok rendszeréből. Ennek ellenére a kvázirészecske fogalma, Landau többi eredményével együtt, alapvető szerepet játszik a modern szilárdtestfizikában.

Irodalom

1. L.D. Landau, *Zeitschrift für Physik 40* (1926) 621.
2. L.D. Landau, *Zeitschrift für Physik 45* (1927) 430.
3. *L.D. Landau Összegyűjtött munkái.* (oroszul) Nauka, Moszkva, 1969; *Collected Papers of L.D. Landau.* Pergamon Press, Oxford, 1965.
4. A. Sommerfeld, H. Bethe: Elektronentheorie der Metalle. in *Handbuch der Physik.* Zweite Auflage, Band XXIV. Zwiter Teil, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1933.
5. V. Fock, *Zeitschrift für Physik 47* (1928) 446.
6. L.D. Landau, *Zeitschrift für Physik 64* (1930) 629.
7. L. Shubnikov, W.J. de Haas, *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, No. 207a, 207d* (1930); *Proc. Acad. Sci. Amsterdam 33* (1930) 130.
8. W.J. de Haas, P. M. van Alphen, *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, No. 208d, 212a* (1930); *Proc. Acad. Sci. Amsterdam 33* (1930) 1106.
9. L.D. Landau, *Proc. Roy. Soc. A170* (1939) 363.
10. L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. 7* (1937) 19; *Phys. Zs. Sowjet. 11* (1937) 26.
11. P.W. Anderson: *Basic Notions of Condensed Matter Physics.* The Benjamin/Cummings Publishing Company Inc., Menlo Park, California, 1984.
12. L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. 7* (1937) 1232; *Phys. Zs. Sowjet. 12* (1937) 123.
13. V.L. Ginzburg, L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. 20* (1950) 1064.
14. L.D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. 30* (1956) 1058; *32* (1957) 59; *35* (1958) 97.