

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

M. Kolář

Fysika nízkých teplot: I. Získání a měření nízkých teplot

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 3 (1958), No. 5, 575--588

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139972>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1958

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

i termonukleární reaktory betonovými bloky vzhledem k výskytu neutronového záření. Ovšem nebudou zde obtíže s radioaktivními odpady, které při termonukleární reakci nevznikají.

5. Prozatím je možno usuzovat, že provoz plasmareaktorů bude naprosto bezpečný, protože reakce může být velmi rychle přerušena buď snížením koncentrace deuteria, anebo přimísením látky o vysokém atomovém čísle.

6. Funkce plasmareaktorů má význam i přímo pro výzkum procesů, probíhajících ve velmi teplém plasmatu, tak jak se s ním setkáváme v astrofysice.

7. Nejbližší úkoly při konstrukci plasmareaktorů spočívají v nalezení účinné stabilisace plasmatu a izolace velmi teplého plasmatu od stěn, aby bylo možno od pulsního provozu přejít k provozu trvalému. Trvalý provoz vyžaduje dokonalou izolaci plasmatu od stěn a proto můžeme očekávat, že vývoj půjde ke konstrukci velkých zařízení. Stažený sloupec bude totiž potom v dostatečné vzdálenosti od stěn a při případných deformacích nebude ihned rozžhavený plyn atakovat stěny nádoby.

Dnešní výsledky experimentů ukazují, že silným impulsním výbojem je možno vyvolat termonukleární reakci. Na cestě od dnešních laboratorních zařízení k reaktorům pro technickou potřebu je nutno překonat ještě velmi mnohé těžkosti. Technické využití termonukleární reakce není proto možno očekávat v příliš blízké době. Vzhledem k mimořádnému významu podobného zdroje energie je však možno očekávat, že problém bude usilovně řešen.

#### Literatura

- [1] N. V. Kurčatov, *Atom. en. č.* 3, 65, 1956.
- [2] R. Post, *Rev. Mod. Phys.* 28, 338, 1956.
- [3] *Atomics*, No 2, 58, 1958.
- [4] P. Hubert, *Atomics*, No 3, 86, 1958.
- [5] L. Biermann, *Atomics*, No 3, 89, 1958.
- [6] H. A. Bethe, *Phys. rev.* 55, 434, 1939.
- [7] E. Teller, *Nuclear Science and Engineering*, 1, 313, 1956.
- [8] E. W. Titterton, *Atomics*, No 3, 81, 1958.
- [9] A. Sommerfeld, *Elektrodynamik*, Leipzig 1954.
- [10] S. Chandrasektas, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 383, 1949.
- [11] L. Spitzer, *The Physics of Fully Ionized Gases*, New York 1956.
- [12] W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, Oxford 1954.
- [13] M. A. Leontovič, S. M. Osovec, *Atom. en.*, č. 3, 81, 1956.
- [14] A. L. Bezbatčenko a další, *Atom. en.*, č. 5, 26, 1956.
- [15] *Fusion Power*, *Nucleonics*, 5, 108, 1957.
- [16] V. N. Veksler, *Atom. en. II.* 427, 1957.
- [17] S. A. Colgate, R. L. Aamodt, *Atomkernenergie*, 2, 490, 1957.

## FYSIKA NÍZKÝCH TEPLŮ I. ZÍSKÁNÍ A MĚŘENÍ NÍZKÝCH TEPLŮ

M. KOLÁČ, *Ústav jaderné fyziky ČSAV*

### Úvod

Fysika nízkých teplot je dnes bezesporu jednou z nejzajímavějších oblastí moderní vědy. Její metody pronikají stále více do různých jiných fyzikálních odvětví, do fyziky polovodičů, do nukleární fyziky aj. Nauku o magnetismu si dnes bez nízkých teplot ani vlastně nedovedeme představit.

Fysika nízkých teplot má ovšem bohatou svou vlastní problematiku, např. kvantovou hydrodynamiku nebo supravodivost. O některých stránkách fyziky nízkých teplot pojednává tento článek. Jeho první část je věnována metodám získání a měření teplot této teplotní oblasti, druhá bude jednat o některých konkrétních otázkách, o supravodivosti, o magnetismu za nízkých teplot, o metodě orientovaných jader. Článek se nebude dotýkat kvantové hydrodynamiky hélia, protože o ní byla nedávno v tomto časopise publikována zajímavá stat akad. E. L. Andronikašviliho.<sup>1)</sup>

V teplotním intervalu pod bodem tání ledu, jež máme obvyčejně na mysli, když mluvíme o snížených teplotách, se dají vyčlenit tři velké oblasti: a) oblast mírného ochlazení, snadno dosažitelná různými běžnými průmyslovými metodami např. v potravinářském průmyslu; b) oblast hlubokého ochlazení, spojená se zkvalněním vzduchu s dolní hranicí asi 60 °K, dosažitelná pomocí intenzivního odčerpávání par jeho komponent a tím snižování teploty bodu varu (trojný bod kyslíku má teplotu 57,4 °K, dusku 63,2 °K); c) oblast nízkých teplot od 20 °K níže k absolutní nule. Z této třetí oblasti pomíneme vodíkové teploty (asi 14°–20 °K), spjaté s existencí kapalného vodíku; budou nás zajímat jen héliové teploty (1–4,2 °K) a velmi nízké teploty (pod jedním stupněm K)<sup>2)</sup>. Stručně řečeno, obě části tohoto článku se budou zabývat fyzikou pod 4,2 °K.

Teplotní stupnice tak, jak byla zavedena Kelvinem a jak se jí dnes běžně používá pod označením  $T$  (tj. vlastně Celsiova stupnice, posunutá o 273,16° níže), není pro nízké teploty právě nejvhodnější: špatně totiž vyjadřuje fakt, že od pokojových teplot (tj. asi 300 °K) je k 1 °K „stejně daleko“, jako od 1 °K k 0,003 °K. Proto se často pro lepší charakteristiku teplotních intervalů zavádí stupnice  $\ln T$  nebo  $1/T$ . V článku se používá Kelvinovy stupnice, je si třeba ovšem vždycky uvědomit, že např. při ocenění účinnosti ochlazení je důležité, kolikrát byla snížena výchozí teplota a ne o kolik stupňů.

Metody dosažení nízkých teplot jsou poměrně složité a nákladné. Je tedy jisté právoplatná otázka, má-li smysl snaha o jejich získání, když navíc víme, že absolutní nula je nedosažitelná.<sup>3)</sup> Co nového nám nízké teploty dají?

Předně se při nízkých teplotách snižuje energie  $kT$  ( $k$  je Boltzmannova konstanta) chaotického tepelného pohybu; to znamená, že při nich bude možné zkoumat procesy, jejichž charakteristická energie  $E$  je velmi malá. Při obvyčejných teplotách  $E \ll kT$ , a tyto jevy jsou proto při normálních podmínkách zastíněny tepelným pohybem. (To se týká např. metod orientování atomových jader.)

Za druhé se při nízkých teplotách uplatňuje tzv. nulová energie. Klasická teorie předpokládala, že celková vnitřní energie libovolného systému se při 0 °K rovná nule — tak, jak je to znázorněno na obr. 1 čerchovanou čarou. Ve skutečnosti, jak dokázala kvantová mechanika, se celková vnitřní energie skládá nejen z tepelné energie (jež je skutečně při absolutní nule nulová), ale ještě z konstantní části, nulové energie  $E_0$ , jež nemizí při 0 °K (obr. 1). Při obvyčejných teplotách je  $E_0 \ll kT$  a nulovou energii je možno zanedbat.

<sup>1)</sup> Viz Pokroky MFA, I (1956), 269.

<sup>2)</sup> Výzkumy posledních let ukazují, že napříště bude užitečné ještě zvlášť vydělit oblast pod jednou tisícinou stupně.

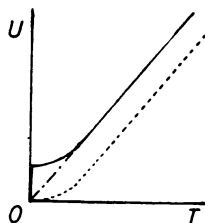
<sup>3)</sup> Tato formulace Nernstovy věty neboli třetího principu termodynamiky je ekvivalentní s tou, která říká, že entropie  $S$  libovolného rovnovážného systému při  $T \rightarrow 0$  se blíží nule.

Avšak při nízkých teplotách může  $E_0$  tvořit značnou část celkové energie, a to se projeví různými novými efekty.

Nízké teploty v tomto smyslu, tj.  $T \lesssim E_0/k$ , nemusí ovšem vždycky být právě nízké teploty, jak byly definovány při klasifikaci teplotních oblastí. Ovšem ve většině případů k tomu, aby byly teploty nízké podle kritéria nulové energie, je třeba, aby byly z „oblasti nízkých teplot“.<sup>4)</sup>

## A. Héliové teploty

Héliové teploty se v poslední době stávají populárními v technickém světě: v Sovětském svazu se hovoří o jejich použití v raketové technice. Molekuly kapalného vodíku totiž při héliových teplotách disociují na atomy a atomární vodík je jako raketové palivo mnohem účinnější než molekulární vodík. Tento objev leží však jen na okraji vědeckých bádání; kapalným héliem se zabývá fyzika už desítky let.



Obr. 1: Energie u absolutní nuly

— — — — úplná energie, - - - - - klasická energie, . . . . . tepelná energie, | nulová energie  $E_0$ .

Zkapalněním hélia (Kamerlingh Onnes 1908) skončila ta etapa v nízkoteplotním výzkumu, jež začala asi před třemi čtvrtěmi století zkapalněním vzduchu<sup>5)</sup> a pokračovala zkapalněním neonu, a vodíku. Tato etapa se charakterizuje použitím zkapalněných plynů pro dosažení nízkých teplot. Tento způsob je technicky poměrně snadno dosažitelný (v dnešní době se už i zkapalňovače hélia vyrábějí sériově) a výhodný, neboť zkapalněné plyny jsou ideální jako lázně s konstantní teplotou. Systém kapalina-pára má jeden stupeň volnosti a udržujeme-li tlak par na neměnné hodnotě, nemění se ani teplota systému. Systém je přitom schopen při konstantní teplotě pohltit nebo vydat značné množství tepla (doprovázeného buď vypařením části kapaliny nebo kondenzací určitého množství par), neboť skupenské teplo varu bývá dost velké.

### 1. Zkapalnění hélia

Pro zkapalnění plynu je třeba ochladit ho pod kritickou teplotu. Ochlazení se dá obvykle uskutečnit pomocí lázně: je třeba jen najít jinou kapalinu (příp. pevnou látku), jejíž teplotu je možno nějakým prostým způsobem (např. odčerpáním par) snížit pod kritickou teplotu plynu, jež chceme zkapalnit.

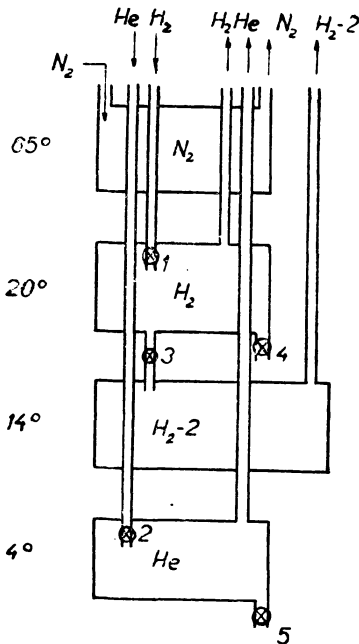
Tento způsob je však pro hélium nepoužitelný. Jeho kritická teplota je 5,2 °K. Jak plyne z tabulky 1, je héliu nejbližší vodík; přitom odčerpáním vodíku v kapalně fázi se dá dosáhnout 14 °K, v pevné fázi sotva 6 °K. Pro ochlazení

<sup>4)</sup> Výjimku tvoří např. „plyn“ vodivostních elektronů ve vodiči, pro nějž jsou už pokojové teploty nízké podle kritéria nulové energie, takže je tento plyn i při normálních teplotách prakticky úplně degenerovaný Fermiho-Diracův plyn, z čehož vyplývá i jeho mizivý příspěvek k specifickému teple.

<sup>5)</sup> Kyslík byl po prvé zkapalněn r. 1877.

hélia pod  $5,2\text{ }^\circ\text{K}$ . je třeba použít jiné metody. V praxi se užívá toho, že plyn vykoná práci buď adiabatickou expansí proti vnějším silám (v detanderu s pístem) nebo proti vnitřním silám (expanse do vakua, efekt Jouleův a Thomsonův<sup>6)</sup>). V dalším je schematicky popsán jeden typ zkapařovače, užívající efektu Jouleova a Thomsonova (obr. 2.).

Do zkapařovače se nalévá kapalný dusík a vhání plynný vodík pod tlakem asi 150 atm a plynné hélium pod tlakem asi 30 atm. Lázeň s kapalným dusíkem se odčerpává rotační vývěvou a tím se snižuje její teplota. Vstupující vodík a hélium se ochlazují v tepelném kontaktu s dusíkovou lázní a se zpětným



vedením vodíku a hélia, načež se vodík protlačuje škrticím ventilem 1 do prostoru vodíkové lázně, kde je tlak asi 1 atm. Část vodíku přitom zkapalní a část ve stavu plynném odchází zpětným vedením. Určité množství kapalného vodíku se napouští přepouštěcím ventilem 3 do lázně podtlakového vodíku, jež je odčerpávána na teplotu asi  $14\text{ }^\circ\text{K}$ . Stlačené hélium postupuje od dusíkového pásma k pásmu vodíkovému a po projití lázně podtlakového dusíku je ochlazeno zpětnými héliovými parami. Nato se protlačuje škrticím ventilem 2 do sběrné nádoby pro kapalné hélium (tj. na tlak asi 1 atm), při čemž část plynu zkapalní. Ventilem 5 se

Obr. 2: Schéma zkapařovače hélia

1 — škrticí ventil vodíkový, 2 — škrticí ventil héliový, 3 — přepouštěcí vodíkový ventil, 4 — ventil pro vypouštění kapalného vodíku, 5 — ventil pro vypouštění kapalného hélia. Symbolem  $\text{H}_2 - 2$  je označen podtlakový vodík. Po straně jsou uvedeny přibližné teploty jednotlivých pásem.

zkapalněné hélium ze zkapařovače vypouští, nezkapalněná část se vede zpětným vedením a cestou ochlazuje vstupující plyny.

Schéma na obr. 2 je ovšem velmi zjednodušeno. Ve skutečnosti jsou všechny trubky pro přímé i zpětné plyny vinuty společně, aby docházelo k dobré tepelné výměně, celá aparatura je uvnitř pláště, kde se udržuje vysoké vakuum, všechny ventily jsou říditelné zvenku a zkapařovač je vybaven systémem přístrojů, měřících tlaky, teploty a stavy hladin v jednotlivých sekcích. U aparatury je zařízení na čištění plynů, jež je velmi důležité, neboť např. libovolné nečistoty v héliu jsou při héliových teplotách v pevném stavu a mohou přivodit ucpání škrticího ventilu nebo úzkých míst v trubkách.

Zkapařovače popsaného typu vyrábějí několik litrů kapalného hélia za hodinu; kromě toho je jich zároveň možno použít k získání kapalného vodíku.

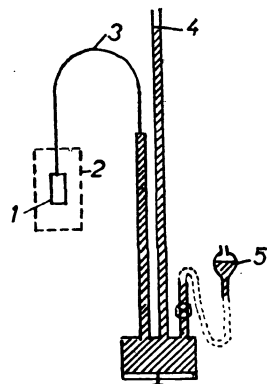
<sup>6)</sup> Jak je známo, efekt Jouleův a Thomsonův spočívá v tom, že protlačuje-li se isenthalpicky reálný plyn brzdící zátkou nebo škrticím ventilem z objemu s vyšším tlakem do objemu o nižším tlaku, jeho teplota se mění. Při dostatečně nízkých teplotách (níže tzv. inverzní teploty  $T_i$ ) je Jouleův a Thomsonův efekt kladný, což znamená, že dochází k snížení teploty.

Nejnižší teplota, jíž bylo dosaženo intenzivním odčerpáváním heliových par, je asi  $0,7 \text{ }^\circ\text{K}$ . Při této teplotě je tlak nasycených par řádově  $10^{-3}$  Torr. Úvedená teplota je dolní hranicí teplotního intervalu, dosažitelného pomocí  $\text{He}^4$ . Užitím vzácného isotopu  $\text{He}^3$  je možno sice získat teplotu asi do  $0,3 \text{ }^\circ\text{K}$ , ale v běžných podmínkách nízkoteplotní laboratoře se dá odčerpáváním heliových par dosáhnout teploty okolo  $1 \text{ }^\circ\text{K}$ . (Proto se za heliové teploty považují obvykle teploty mezi  $1^\circ$  a  $4,2 \text{ }^\circ\text{K}$ .)

## 2. Měření heliových teplot

Absolutní teplotní stupnice tak, jak byla zavedena Kelvinem  $\left(T = \frac{\delta\Theta}{\delta S}\right)$ , se obvykle realizuje pomocí plynového teploměru o konstantním objemu (obr. 3). Jako měrnou látku je ovšem třeba užívat plyn o dostatečně malém tlaku, aby jej bylo možno považovat za ideální; tlak je nutno volit tak, aby byl dostatečně vzdálen od tlaku nasycených par při měřené teplotě.

Ježto je tlak nasycených heliových par při  $1 \text{ }^\circ\text{K}$  řádu  $10^{-1}$  Torr, je možno používat plynových teploměrů se zředěným heliem (asi  $10^{-2}$  Torr) i v oblasti heliových teplot. Setkáváme se přitom ovšem s několika obtížemi. Předně se rtuťový manometr teploměru nachází v podstatně jiné teplotě než vlastní



Obr. 3: Plynový teploměr s konstantním objemem

1 — měrná nádoba, 2 — kryostat, 3 — spojovací kapilára, 4 — rtuťová hladina, jejíž výška je určována katetometrem, 5 — nádoba se rtuťí pro udržování konstantního objemu plynu.

měrná nádoba; to znamená, že podél spojovací kapiláry existuje značný teplotní spád a tlakové údaje se zvyšují<sup>7)</sup>. Tento efekt je tím značnější, čím je užší kapilára; proto jsou jím omezeny zdola průměry použitelných spojovacích kapilár. Čím však má kapilára větší světlost, tím větší je škodlivý prostor plynového teploměru, jež právě kapilára vytváří. Kromě toho se při heliových teplotách škodlivě uplatňuje značná adsorpce hélia skleněnými stěnami měrné nádoby, závisící na tvaru nádoby, resp. na poměru jejího vnitřního povrchu k objemu. Pro tyto obtíže se obvykle plynových teploměrů užívá ne při samých měřeních, ale jen pro kalibraci teploměrů. Nejčastěji se teplota určuje z tlaku nasycených par. Závislost napětí par na teplotě se dá změřit plynovým teploměrem; v oblasti heliových teplot se tlak par mění v rozsahu čtyř řádů a je tedy citlivým parametrem. Pro získání přesných údajů však je třeba neměřit tlak v lince, jíž se čerpá; kromě toho je třeba vzít v úvahu fakt, že vysoko nad hladinou kapalného hélia těsně pod víkem Dewarovy nádoby se silně vypařuje heliový film<sup>8)</sup> a údaje se zkreslují.

<sup>7)</sup> Tzv. termonukleární neboli Knudsenův jev: jakmile podél stěny trubky existuje teplotní gradient, vznikají tangenciální tlaky a plyn proudí z místa nižší teploty na místo o teplotě vyšší.

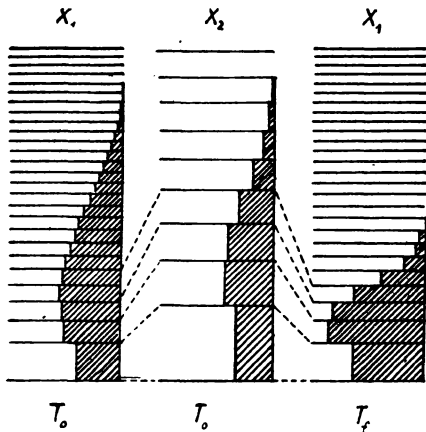
<sup>8)</sup> O vlastnostech heliového filmu viz např. už zmíněný článek Andronikašviliho.

Často se teplota určuje ze závislosti elektrického odporu  $R$  na teplotě; k tomu jsou vhodné látky se značným  $dR/dT$ . Velmi užívané jsou odporové teploměry platinové, z fosforové bronzi a uhlíkové, konstruuují se i zlaté, konstantanové, germaniové a pod. Při nich je třeba dbát hlavně čistoty materiálu, poněvadž elektrický odpor je velmi citlivý k různým příměsím.

## B. Velmi nízké teploty

### 1. Chlazení z hlediska energetického spektra

Jestliže se částice (atomy, molekuly) souboru mohou nacházet v různých stavech, charakterizovaných např. impulsem, magnetickými momenty nebo jinými veličinami, pak počet částic v každém stavu je určen energií tohoto stavu. Podle Boltzmannova vzorce je pravděpodobnost toho, že částice je ve stavu s energií  $\epsilon$ , úměrná  $e^{-\epsilon/kT}$ , kde  $T$  je absolutní teplota a  $k$  Boltzmannova konstanta.



Obr. 4: Chlazení z hlediska energetického spektra  
 $T_0$  – počáteční teplota,  $T_f$  – konečná teplota,  
 $X$  – vnější parametr.

Na obr. 4a jsou každou vodorovnou čarou znázorněny stavy, charakterizované určitou energií. Stavům s vyšší energií odpovídá výše položená vodorovná čára tak, že svislé vzdálenosti jsou úměrné energetickým rozdílům jednotlivých stavů. Velikost vyčárkovaných plošek ukazuje na počet částic v daném stavu. Dejme tomu, že energetické spektrum (tj. vzdálenosti mezi jednotlivými vodorovnými čarami) je funkcí nějakého vnějšího parametru  $X$  a tvar, ukázaný na obr. 4a, má při  $X = X_1$ . Necht' změna parametru  $X_1 \rightarrow X_2$  vede k změně spektra tak, jak je to znázorněno na obr. 4b: vzdálenosti  $\Delta\epsilon$  mezi energetickými hladinami se zvětšily.

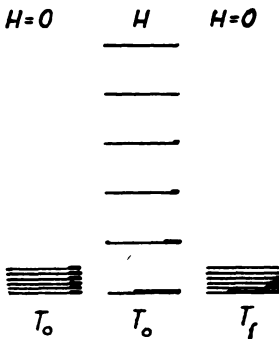
Jestliže byl proces  $X_1 \rightarrow X_2$  proveden isotermicky ( $T$  v Boltzmannově vzorci zůstalo stejné), částice přejdou na nižší energetické hladiny; méně hladin je obsazeno, částice se nacházejí v méně stavech, systém je více uspořádán (obr. 4c). Termodynamicky to znamená, že jsme isotermicky snížili entropii  $S$  systému. Vrátime-li se nyní k původní hodnotě parametru  $X = X_1$  adiabaticky (tj.  $dQ = 0$  – nedochází k výměně tepla), entropie se nemění ( $dS = dQ/T = 0$ ), stupeň uspořádání systému zůstane též i při změnách energetických poměrů, Boltzmannův faktor  $e^{-\epsilon/kT}$  se nezmění. To znamená, že  $T$  se zmenšilo tolikrát, kolikrát se zmenšilo  $\epsilon$ . Konečným výsledkem je snížení teploty při původní hodnotě parametru  $X = X_1$ .

Právě vyloženým způsobem se může vysvětlit např. ochlazení ideálního plynu při adiabatickém rozšíření. Při něm se totiž vzdálenosti mezi energetickými hladinami zmenšují úměrně  $V^{1-\alpha}$  ( $V$  je objem plynu); to znamená, že  $T$  se musí měnit v tomtéž poměru, neboli  $T/V^{1-\alpha} = T' \cdot V'^{\alpha-1} = \text{const}$ , což je známý vzorec. Vnějším parametrem  $X$  tady byl objem  $V$ .

## 2. Magnetické chlazení

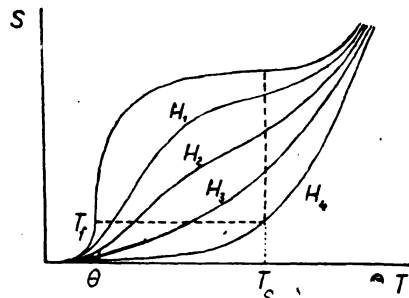
Z předešlého je vidět, že pro chlazení je vhodný takový systém, jenž je v určitém stupni neuspořádan a dá se v procesu chlazení vnějšími prostředky aspoň částečně uspořádat. Neuspořádání systému může být způsobeno nejen polohami nebo rychlostmi částic, ale i orientacemi některých vektorů (např. elektrických nebo magnetických momentů), jež lze částicím připsat. Pro obor velmi nízkých teplot je vhodné právě magnetické chlazení, založené na vzájemném působení dipólových magnetických momentů a magnetického pole.

Předpokládejme, že máme k dispozici paramagnetickou látku (tj. látku s magnetickými dipólovými momenty od nuly různými a navzájem slabě působícími) s úhrnným mechanickým momentem elektronové obálky  $J = 5/2$ . Ion s takovýmto momentem se může nacházet v šesti stavech ( $2J + 1$ ), odpovídajících šesti možným orientacím momentu vůči vybranému směru. Není-li systém



Obr. 5: Magnetické chlazení z hlediska energetického spektra

$T_0$  – počáteční teplota,  $T_f$  – konečná teplota,  
 $H$  – vnější magnetické pole.



Obr. 6. Závislost entropie paramagnetické soli na teplotě

v magnetickém poli, jsou energetické rozdíly  $U$  (určované vnitřními silami) mezi jednotlivými stavy velmi malé ( $U \ll kT$ ) a jejich obsazení je prakticky stejné (viz obr. 5a). Po aplikaci magnetického pole  $H$  se změnila energie jednotlivých stavů. Nejnižší energii bude mít ten stav, jenž odpovídá směru momentu ve směru magnetického pole, nejvyšší s momentem proti směru magnetického pole. Vzdálenosti jednotlivých hladin budou  $g\beta H$ , kde  $\beta$  je Bohrov magneton (elementární magnetický dipólový moment elektronu) a  $g$  faktor spektroskopického rozštěpení, konstanta, určující, nakolik je úhrnný moment  $J$  způsoben orbitálním pohybem elektronu a nakolik jeho spinem. Jestliže bylo pole  $H$  aplikováno isothermicky (teplo vzniklé magnetováním bylo odvedeno), změnila se obsazení jednotlivých hladin tak, jak je to znázorněno na obr. 5b. Nejvíce bude obsazena hladina s nejnižší energií, tj. s momentem ve směru magnetického pole: paramagnetikum se zmagnetisovalo ve směru pole. Je zřejmé, že obsazení a tím i intenzita magnetisace a entropie je funkcí jen výrazu  $g\beta H/kT_0$ , tj.  $H/T_0$  ( $T_0$  je počáteční teplota), neboť  $g$ ,  $\beta$ ,  $k$  jsou konstanty.

Isolujeme-li nyní tepelně paramagnetikum a adiabaticky sejme magnetické pole (adiabatické demagnetování), zmenší se energetické vzdále-



nosti hladin na původní hodnotu  $U$ , ale jejich obsazení zůstane totéž. To znamená, že Boltzmannovy pravděpodobnosti obsazení stavů jsou stejné, neboli

$$U/kT_f = g\beta H/kT_0, \text{ tj. } T_f/T_0 = \cos\theta \cdot U/H \quad (1)$$

Konečná teplota  $T_f$ , je tím nižší, čím menší je výchozí teplota  $T_0$  a poměr  $U/H$ .

Pro snazší pochopení tohoto způsobu chlazení je možné všimnout si obr. 6. Na něm je znázorněna závislost entropie na teplotě u paramagnetické soli při různých hodnotách magnetického pole za teplot v blízkosti absolutní nuly. Horní křivka představuje entropii vně pole a  $H_1 < H_2 < H_3 < H_4$ . První část našeho chladicího procesu, isotermické magnetování, je na obraze zobrazeno svislou čarou při  $T = T_0$ ; vzorek se magnetisuje polem  $H_4$ . Pak je tepelně izolován a nastupuje adiabatická (isentropická) demagnetisace, proces, vyjádřený vodorovnou čarou, zakončený v nulovém poli u teploty  $T_f$ .

Obr. 6 je užitečný ještě z jednoho hlediska: názorně ukazuje hranice použitelnosti magnetického chlazení. Toto chlazení je totiž účinné jen v teplotní oblasti mezi  $\Theta$  a  $T_0$ . Při teplotách vyšších než  $T_0$  se hlasí o slovo tepelné kmity mřížky a závislost entropie na magnetickém poli se stává nedůležitou; při teplotách pod  $\Theta$  jsou pro uspořádání v krystalu mnohem důležitější vnitřní vzájemná působení než vnější magnetické pole. Hodnoty  $\Theta$  a  $T_0$  se pro různé paramagnetické materiály poněkud různí:  $T_0$  bývá asi  $1^\circ\text{K}$  a  $\Theta$  řádu  $0,01^\circ\text{K}$ , v krajním případě  $0,001^\circ\text{K}$ .

Působení, jež omezuje zdola možnosti adiabatické demagnetisace ( $\Theta > 0$ ), je několickeho původu. Jednak jsou to interakce mezi samotnými magnetickými momenty paramagnetických iontů. Ty je možno značně omezit tím, že použijeme magneticky zředěného paramagnetika. Intensity těchto působení totiž velmi rychle ubývá se vzdáleností ( $s^{-5}$ ); smícháme-li paramagnetickou sůl s diamagnetickou, zvětšíme průměrnou vzdálenost paramagnetických iontů a interakce mezi nimi prakticky potlačíme. Za druhé jde o elektrická působení mezi paramagnetickými ionty a některými atomy (např. kyslíkovými) nebo molekulami (nejčastěji molekulami krystalické vody), za třetí o interakci s atomovými jádry. (Ty vedou k velmi jemné struktuře energetického spektra a proto se nazývají velmi jemné interakce.)

### 3. Experimentální realizace adiabatického demagnetování

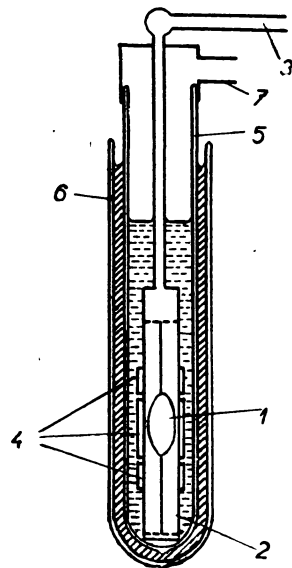
K magnetickému chlazení je třeba polí o intenzitě několika desítek tisíc oersted. K získání těchto polí se používá buď elektromagnetů se železným jádrem nebo magnetisačních cívek. Magnety se železem se používají převážně pro relativně slabší pole, pro intenzitu vyšší než  $20\,000\text{ Oe}$  se dnes užívá převážně magnetisačních cívek. Magnetisační cívky jsou vlastně obyčejné solenoidy, namotané v několika vrstvách z měděných pásů nebo měděných prutů, případně vhodně konstruované z měděného plechu. Jejich výroba je v porovnání s elektromagnety levná, zato jsou mnohem náročnější v provozu: pro skutečně efektivní demagnetisační cívku je třeba příkonu zhruba  $1\text{ MW}$  při stejnosměrném napětí. Takovou cívku je třeba při práci intenzivně chladit buď užitkovou nebo destilovanou vodou při použití výkonných čerpadel.

Kryostat pro magnetické chlazení je schematicky ukázán na obr. 7. Jeho vnitřní část tvoří paramagnetická sůl, zavěšená na tenkých vláčknech ve vakuově těsné komůrce, z níž je možno trubicí o poměrně značném vnitřním průměru rychle odčerpát plynné hélium, které zprostředkovává vedení tepla mezi

vzorkem a lázni. Komůrka je umístěna v kapalném helíu. Dewarova nádoba s kapalným helíem je před přívodem tepla stíněna kapalným dusíkem, v němž je ponořena.

Chlazení se děje takto: V počátečním stadiu je komůrka zaplněna plynným helíem pod tlakem nejvýš několika Torr. To znamená, že při počátečním ochlazení kryostatu kapalným helíem se paramagnetická sůl ochlazuje zároveň. Páry nad kapalným helíem chladicí nádoby se intenzivně odčerpávají rotačními vývěvami. Aplikuje se magnetické pole. Uvolněné teplo magnetisace je helíem odvedeno heliové lázni. Když se teplota (asi 1 °K) ustálí, helíum je co nejrychleji odčerpáno difusní vývěvou. Tím je paramagnetický vzorek prakticky tepelně izolován a je možno provést adiabatickou demagnetisaci prostým vypnutím magnetického pole.

Výzkumy při velmi nízkých teplotách jsou zvláštní ještě tím, že je velmi obtížné udržet isotermické podmínky. Jakmile byla provedena demagnetisace a vzorek ochlazen na minimální teplotu, začíná se ohřívat přítokem tepla zevně, jemuž nikdy nelze úplně zabránit. Čím menší je však tento přítok tepla, tím pomalejší je zahřívání. Naštěstí se při velmi nízkých teplotách paramagnetický vzorek nachází ve výborném vakuu (zbytky helia kondensují — tlak nasycených heliových par při 0,1 °K je  $10^{-32}$  Torr), přítok tepla zářením (úměrný, jak známo  $T^4$ ) je zanedbatelně malý a také tepelná vodivost vláken, jimiž je



Obr. 7: Kryostat pro magnetické chlazení

1 — paramagnetická sůl, 2 — vakuová komůrka, 3 — linka pro odčerpávání výměnného helia, 4 — cívky pro magnetická měření, 5 — Dewarova nádoba s kapalným helíem, 6 — Dewarova nádoba s kapalným dusíkem, 7 — linka pro odčerpávání chladicího helia.

vzorek obyčejně upevněn, je mnohem menší než při pokojových teplotách. Proto se dá tepelný přítok pomocí některých úprav snížit až na 1 erg/min. Přitom je ovšem třeba chránit vzorek i před mechanickými vibracemi, jež by znamenaly další přívod energie a rychlejší ohřívání.

Pro rychlost nahřívání je důležitá i velikost specifického tepla ochlazeného vzorku: čím je specifické teplo větší, tím většího množství tepla je třeba k jeho ohřátí. V tomto směru jsou paramagnetické soli zvláště výhodné: jejich specifická tepla jsou za velmi nízkých teplot větší než specifická tepla ostatních látek. Např. 10 g kamence železitoamonného ( $\text{FeNH}_4(\text{SO}_4)_2 \cdot 12 \text{H}_2\text{O}$ ) má při 0,05 °K stejnou tepelnou kapacitu jako 250 kg mědi nebo 20 l helia při téže teplotě.

Značné specifické teplo paramagnetických solí při velmi nízkých teplotách je důležité i v tom případě, když je při těchto teplotách třeba zkoumat jinou látku a paramagnetická sůl slouží jen jako chladicí agens. Tu je možné poměrně malým množstvím soli ochladit značné váhové množství zkoumaného vzorku.

Tato skutečnost je hlavním důvodem pro to, že se v oblasti pod 1 °K vžila jako chladicí metoda jen adiabatická demagnetisace, ačkoli byly navrhovány i jiné způsoby, např. metoda, užívající magnetování supravodiče nebo protékání He II úzkou štěrbinou.

#### 4. Rotační chlazení

Existuje ještě jeden zajímavý způsob magnetického chlazení, nazývaný rotační chlazení, užívající magnetické anisotropie paramagnetických monokrystalů.

V případě monokrystalu má činitel spektroskopického rozštěpení  $g$  charakter tenzoru a dá se charakterisovat třemi hodnotami  $g_x, g_y, g_z$  ve směrech hlavních os elipsoidu magnetické susceptibility<sup>9)</sup>. V případě osově souměrných krystalů (např. vzhledem k ose  $z$ ) se dvě souřadnice v rovině kolmé k ose rovnají,  $g_x = g_y$ , a činitel  $g$  lze charakterisovat dvěma extrémními veličinami  $g_{||} = g_z$  podél osy a  $g_{\perp} = g_x = g_y$  v rovině kolmé k ní. V jiném daném směru pak platí

$$g(\alpha) = \sqrt{g_{||}^2 \cos^2 \alpha + g_{\perp}^2 \sin^2 \alpha}, \quad (2)$$

kde  $\alpha$  je úhel mezi daným směrem a osou souměrnosti.

Výše bylo uvedeno, že vzdálenosti mezi jednotlivými hladinami energetického spektra magnetického dipólu v magnetickém poli jsou rovny veličině  $g\beta H$  (obr. 5b). Při chlazení je třeba vzdálenosti hladin zmenšit (při stejném obsazení). To se při adiabatické demagnetisaci děje zmenšováním pole  $H$ . Veličina  $g\beta H$  se však může měnit i změnou  $g$ . Toho právě používá metoda rotačního chlazení: monokrystal se ochlazuje v konstantním poli  $H$  otočením ze směru s velkým  $g$  do směru s menším  $g$ . Efekt rotačního chlazení závisí na poměru  $g_{||}/g_{\perp}$ , t. j. na stupni magnetické anisotropie použitého krystalu.

Tento způsob chlazení je poměrně nový a zatím málo používaný, ale např. teplota podvojného dusičnanu ceritohřečnatého se v polích větších než 2500 Oe při rotaci o 90° zmenšila 55krát<sup>10)</sup>. Rotační chlazení je vhodné v tom případě, kdy je třeba provádět měření s ochlazeným vzorkem v silném magnetickém poli.

#### 5. Tepelná vodivost, tepelný kontakt

Špatná tepelná vodivost paramagnetika pod 1 °K způsobuje jeho nehomogenní zahřívání. Některé jeho části — zejména při povrchu — se zahřívají rychleji než ostatní a mechanismus tepelné vodivosti pracuje tak pomalu, že nepostačí vyrovnat vznikající teplotní rozdíly. Vzorek se pak nenachází v tepelné rovnováze a měření s ním nelze dobře interpretovat. Proto se stává, že experiment je třeba provést během několika minut po demagnetování, ačkoli zahřátí vzorku na heliové teploty trvá hodinu nebo i déle. Tento nedostatek lze částečně likvidovat tím, že se v průběhu nahřívání provede adiabatické magnetování; vzorek se jím ohřeje na teplotu, při níž je vodivost dostatečně velká k vyrovnání teplotních rozdílů. Jakmile nastoupila tepelná rovnováha, pole se adiabaticky vypne, vzorek demagnetuje a ochladí na teplotu přibližně rovnou průměrné teplotě před tímto adiabatickým procesem.

Problém dobrého tepelného kontaktu je třeba řešit v případě, že paramagnetická sůl slouží jen jako chladivo pro nějakou jinou látku, jejíž vlastnosti mají být při velmi nízkých teplotách zkoumány. Kapalné hélium, známé vysokou tepelnou vodivostí v teplotní oblasti pod bodem  $\lambda$  ( $T_{\lambda} = 2,19$  °K), tuto

<sup>9)</sup> Jak je známo, v magneticky anisotropních látkách je magnetická susceptibilita  $\chi$  funkcí směru. Jestliže na paprsky z pevného bodu uvnitř monokrystalu nanese hodnoty  $\chi$  ve směru paprsku, vytvoří koncové body takto sestrojených úseček povrch elipsoidu, nazývaného elipsoidem magnetické susceptibility.

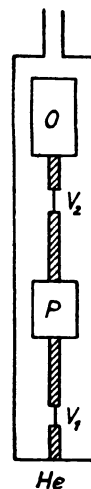
<sup>10)</sup> Estle T. L., ...: 5<sup>th</sup> Int. Conf. Low Temp., Madison 1957, str. 104.

vodivost při velmi nízkých teplotách ztrácí, neboť v něm ubývá nositelů tepelné energie, fononů a rotonů. Jeho tepelná vodivost při  $0,1\text{ }^\circ\text{K}$  je stokrát horší, než tepelná vodivost skla při pokojové teplotě. Tepelná vodivost mědi za těchto podmínek je jen asi o řád lepší. Proto je nejuvhodnější, dovolují-li to podmínky pokusu, rozptýlit zkoumanou látku v objemu paramagnetické soli (to je možné např. při některých magnetických měřeních) nebo ji nanést v tenké vrstvě na povrch vzorku paramagnetické soli. Jinak je nutno dosahovat tepelného kontaktu pomocí měděných pásků nebo drátků, případně měděné tyče. Je nutno dbát toho, aby styčné plochy byly co největší.

## 6. Dvoustupňová demagnetisace. Chladnička pro velmi nízké teploty

Ve snaze po dosažení co nejnižších teplot bylo použito dvoustupňové demagnetisace, při níž paramagnetická sůl, ochlazená adiabatickou demagnetisací, absorbuje magnetisační teplo menšího paramagnetického vzorku (tj. má ve druhém stupni úlohu héliové lázně z prvního stupně), jenž se po dosažení tepelné rovnováhy tepelně izoluje od prvního stupně a adiabaticky demagnetisuje z počáteční teploty řádově  $0,1\text{ }^\circ\text{K}$ , což vede podle vzorce (1) i k nižší konečné teplotě.

Skutečně isotermické podmínky pro experimentování poskytuje nedávno poprvé sestavená cyklicky pracující chladnička pro velmi nízké teploty. Její schema je na obr. 8. Pracuje takto: V první fázi (isotermická magnetisace) je pracovní paramagnetikum  $P$  v tepelném kontaktu s héliovou lázní pomocí tepelného vypínače  $V_1$ ; tepelný vypínač  $V_2$ , spojující paramagnetikum s vlastním chlazeným objektem  $O$ , je vypnut. Na paramagnetikum se aplikuje magnetické pole. Jakmile je magnetisační teplo odvedeno do héliové lázně, přeruší se kontakt  $V_1$  a nastává druhá fáze, adiabatické demagnetování; v ní se para-



Obr. 8: Schéma chladničky pro velmi nízké teploty

$He$  — tepelný kontakt s héliovou lázní,  $P$  — paramagnetická sůl,  $O$  — chlazený objekt,  $V_1, V_2$  — tepelné vypínače.

magnetikum  $P$  ochladí. Nato (třetí fáze) se zapne vypínač  $V_2$  a objekt  $O$  se ochladí kontaktem s  $P$ . Po dosažení rovnováhy se  $V_2$  vypíná, zapíná se  $V_1$  a proces se opakuje. Po několika cyklech se v  $O$  ustálí určitá teplota, když teplo, odváděné chladničkou za 1 cyklus, se rovná tepelnému přítoku za tuto dobu. Tímto způsobem byly získány teploty až do  $0,2\text{ }^\circ\text{K}$  a udrženy po dobu, nutnou k experimentování.

Nejchoulostivějším problémem jak u chladničky, tak u kaskádní demagnetisace je tepelný vypínač. Zdá se, že nejvíc se zatím osvědčují vypínače ze supravodiče, jež využívají toho, že supravodič má v supravodivém stavu mnohem menší tepelnou vodivost než ve stavu normálním a lze jej tedy v normálním stavu použít jako tepelného kontaktu, v supravodivém stavu jako tepelné izolace. Převádění supravodiče ze supravodivého stavu do normálního se provádí aplikací magnetického pole  $H > H_{krit}$ , opačný přechod vypnutím pole  $H$ .

## 7. Nukleární demagnetisace. Relaxace. Záporné teploty

Dolní hranicí pro chlazení dosavadními metodami je, jak už bylo řečeno, teplota ne nižší než  $10^{-3}$  °K. Otevřít další teplotní interval pro experiment se podařilo využitím nukleárního magnetismu. Jako druhý stupeň v metodě dvoustupeňové demagnetisace byla použita měď. Měď patří k diamagnetikům, protože elektronová obálka atomu mědi neobsahuje nespárovaný elektron, a proto se její magnetický moment rovná nule. Avšak od nuly je různý magnetický moment jádra mědi; je tedy měď jakýmsi „jaderným“ paramagnetikem. Tento paramagnetismus je ovšem mnohem slabší, magnetický moment jádra je asi 1 000krát menší než magnetický moment nespárovaného elektronu. Proto je třeba i nižších počátečních teplot (asi  $10^{-2}$  °K), aby byla nukleární adiabatická demagnetisace účinná. Stejně jsou slabší i magnetické interakce mezi nukleárními momenty, takže hrubý odhad pro dolní hranici teplot, dosažitelných touto metodou, je  $10^{-5}$  °K. Teploty tohoto řádu už bylo dosaženo.<sup>11)</sup>

Při těchto extrémně nízkých teplotách se násobí všechny obtíže z oblasti „obvyklých“ velmi nízkých teplot s tepelnou izolací, tepelnými kontakty a tepelnou vodivostí a objevují se nové překážky. Silně je znesnadněn proces přenosu energie mezi systémem magnetických momentů (spinovým systémem) a ostatními stupni volnosti vzorku, souhrnně nazývanými mřížkou, prodlužuje se do tzv. spinové mřížkové relaxace. Všechny magnetické metody chlazení odebírají energii systému spinů, tj. snižují teplotu spinového systému  $T_s$ . Po uplynutí doby spinové mřížkové relaxace se teplota mřížky  $T_m$  a teplota spinového systému  $T_s$  vyrovnají: ochladil se celý vzorek. Při běžných teplotách je možno tuto relaxační dobu považovat za nekonečně malou, k vyrovnání  $T_m$  a  $T_s$  dochází prakticky okamžitě. Při extrémně nízkých teplotách může spinová mřížková relaxační doba vzrůst v některých případech na desítky minut. Je evidentní, že provádět pokusy v takovýchto podmínkách bude velmi obtížné.

Značné hodnoty spinové mřížkové relaxační doby bylo použito k získání záporných spinových teplot: rychlým obrácením magnetického pole byl uskutečněn stav, kdy vyšší energetické hladina byla více obsazena než nižší; to znamená, že  $T$  (v daném případě spinová teplota  $T_s$ ) v Boltzmannově vzorci je záporné číslo. Vyrovnávání  $T_s$  a  $T_m$  jde v tomto případě ne přes hodnotu  $T_s = 0$ , ale  $T_s = \infty$ . Protože při něm energie přechází od spinového systému k mřížce, dá se libovolná záporná teplota považovat za vyšší než jakkoli vysoká kladná.

## 8. Měření teploty

Realisovat teplotní stupnici při velmi nízkých teplotách pomocí ideálního plynu je neuskutečnitelné z té jednoduché příčiny, že pod 1 °K žádný plyn neexistuje: jediné hélium je kapalné a tlak nasycených par nad ním s teplotou velmi rychle klesá, ostatní látky jsou v pevné fázi. Je třeba najít nový termometrický parametr, tj. vlastnost (nejlépe samé soli), jež jednoznačně závisí na teplotě a snadno se měří. Pak je třeba najít závislost mezi teplotou a termometrickým parametrem; z ní je možno stanovit teplotu, jakmile naměříme nějakou hodnotu parametru.

<sup>11)</sup> Viz např. N. Kúrti, ...: *Nature*, 178 (1956), 450.

Jako termodynamického parametru se užívá jednak magnetické susceptibility  $\chi$  paramagnetické soli, jednak reálné a imaginární části dynamické magnetické susceptibility  $\chi' + i\chi''$  a remanentní magnetisace  $\Sigma$ .

Magnetická susceptibilita (statická) je definována známým vztahem

$$\chi = M/H, \quad (3)$$

kde  $M$  je magnetický moment vzorku a  $H$  magnetické pole, tento moment indukující. V případě nepříliš vysokých hodnot  $H/T$  (tj. pro malá pole) a v teplotní oblasti, kde je možné zanedbat vnitřní interakce, platí pro paramagnetikum neméně známý Curieův zákon

$$\chi = C/T, \quad (4)$$

kde  $C$  je tzv. Curieova konstanta. V tomto případě se ze změřené susceptibility určí teplota velmi snadno. V případě nižších teplot, kdy Curieův zákon přestává být přesným, zavádí se pojem magnetické teploty  $T^*$  na rozdíl od termodynamické tak, že se Curieův zákon extrapoluje i do oblasti nižších teplot:

$$\chi = C/T^*. \quad (5)$$

Různými metodami se pak hledá závislost  $T^*$  na  $T$ ; tj. do  $T^*$  se zavádějí různé opravy, jejichž pomocí se zjišťuje  $T$ . Susceptibilita  $\chi$  se měří balistickým balančním mostem indukčností.

Tabulka 1

Charakteristické teploty některých prvků

Prvek	Normální bod varu (°K)	Trojný bod (°K)	Kritická teplota (°K)
Kyslík	90,1	57,4	154,4
Argon	87,4	83,9	151,2
Dusík	77,3	63,2	126,0
Neon	27,2	24,4	191,0
Vodík	20,4	14,0	33,3
He <sup>4</sup>	4,2	—	5,2
He <sup>3</sup>	3,2	—	3,3

Při snižování teploty se na křivce závislosti  $\chi$  na  $T$  objevuje maximum. Pro ještě nižší teploty ztrácí  $\chi$  svůj původní fyzikální význam a silně závisí na velikosti magnetického pole. Magnetické vlastnosti paramagnetika se už dost dobře nedají vystihnout jednou veličinou  $\chi$ ; zavádějí se proto veličiny dvě,  $\chi'$  (charakterisující dispersi) a  $\chi''$  (charakterisující absorpci); obvykle se spojují názvem dynamická susceptibilita, pod níž se chápá komplexní výraz  $\chi' + i\chi''$ . Obě veličiny se dají měřit zároveň balančním mostem indukčností se střídavým proudem a mohou posloužit jako termometrický parametr.

Jako termometrického parametru se v poslední době začalo užívat i asymetrie záření  $\gamma$  orientovaných radioaktivních jader. Stupeň asymetrie je jednoznačně určen stupněm orientace a je tedy funkcí teploty.

## Základní literatura

1. Flügge S.: *Handbuch der Physik 15*, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.
2. Garrett C. G. B.: *Magnetic Cooling*, Harvard University Press, Cambridge, Mass. 1954.
3. Gorter C. J.: *Progress in Low Temperature Physics 1*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1955.
4. Gorter C. J.: *Progress in Low Temperature Physics 2*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1957.
5. Keesom W. H.: *Helium*, Amsterdam 1942 (ruský překlad Keezom V.: *Gelij*, IIL, Moskva 1949).
6. Lammeren J. A.: *Technik der tiefen Temperaturen*, Springer-Verlag, Berlin 1941.
7. Simon F. E., ...: *Low Temperature Physics*, Pergamon Press, London 1952.
8. Squire Ch. F.: *Low Temperature Physics*, McGraw-Hill Publ. Comp., London, 1953.

## ČTYŘICET LET SOVĚTSKÉ FYSIKY<sup>1)</sup>

E. V. ŠPOLSKIJ

„Vědecká setba vzejde, aby ji národ sklize l“.

D. I. Mendělejev

### I. Fysika v Rusku před revolucí a počátek organizace sovětské fyziky

Velkou Říjnovou socialistickou revolucí byla zahájena v Rusku nová epocha v rozvoji fyziky. Je zajímavé a poučné ve význačných dnech čtyřicetiletého jubilea historického výročí Velkého Října 1917 porovnat, podle vývoje světové vědy, rozsah a obecný charakter předrevoluční fyziky v Rusku se současnou fyzikou v Sovětském svazu.

Přibližně před šedesáti lety nastaly ve fyzice hluboké změny, které dosáhly v posledním desetiletí takové šíře, že určily směr i charakter vývoje této vědy na mnoho let a možná na celé století dopředu. Připomeňme si některá základní fakta a nejdůležitější rysy těchto změn. V roce 1805 byly objeveny Roentgenovy paprsky, v roce 1896 radioaktivita. I když existence elektronu byla předvídána již v polovině sedmdesátých a během osmdesátých let 19. století, vyčerpávající důkaz jeho reality, určení jeho náboje a hmoty, byl podán v roce 1898, což byla událost na tuto dobu snad neméně ohromující, než objev Roentgenových paprsků a radioaktivity. Vždyť tím byla skutečně experimentálně dokázána existence „atomu záporné elektřiny“ o hmotě téměř dvatisíckrát menší, než byla hmota nejjednoduchých tehdy známých elementárních částic — atomů vodíku. Zkoumání Brownova pohybu počátkem dvacátého století dalo představě o atomech a molekulách hmoty právě tak „hmatatelnou“ realitu, jakou je realita mikroskopických předmětů, které nás obklopují. Konečně objevením interference Roentgenových paprsků v roce 1912 byla potvrzena z nové strany nejnázornějším způsobem realita atomů a ukázána cesta pro studium stavby krystalů. Současně s tím byl položen základ pro zkoumání stavby atomů, z počátku ve tvaru statického modelu, který byl opuštěn po Ruthefordově objevu atomového jádra v roce 1912.

Na základě všech těch a mnoha jiných skvělých experimentálních objevů na konci devatenáctého století a v prvních letech dvacátého století vznikly důležité fyzikální teorie, které určují celkový charakter jak soudobé fyziky,

<sup>1)</sup> Э. В. Шполский, *Sorok let sovetской fiziki*. Uspechi fiz. nauk, LXIII (1957), č. 3.