

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Stanislav Šafrata

Metody získávání velmi nízkých teplot

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 22 (1977), No. 2, 72--90

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139885>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1977

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>

## Záverom

Mal som veľa kritických pripomienok. Dívam sa však do budúcnosti optimisticky. Čo ma k tomu oprávňuje? Všeobecný rast matematickej kultúry u nás je veľmi výrazný. To vedia posúdiť predovšetkým tí, ktorí poznajú historické súvislosti. Patrím, spolu s niekoľkými tu prítomnými priateľmi, k poslednej predvojnovovej generácii, ktorá v plnom vedomí viac-menej dospelého človeka mala možnosť poznať československú matematiku v rokoch 1936–38, v rokoch tesne po oslobodení a mám možnosť tento vývin sledovať i dnes. Je veľmi priaznivý. A to ma oprávňuje k optimizmu.

# Metody získávání velmi nízkých teplot

*Stanislav Šafrata, Řež u Prahy*

## 1. Úvod

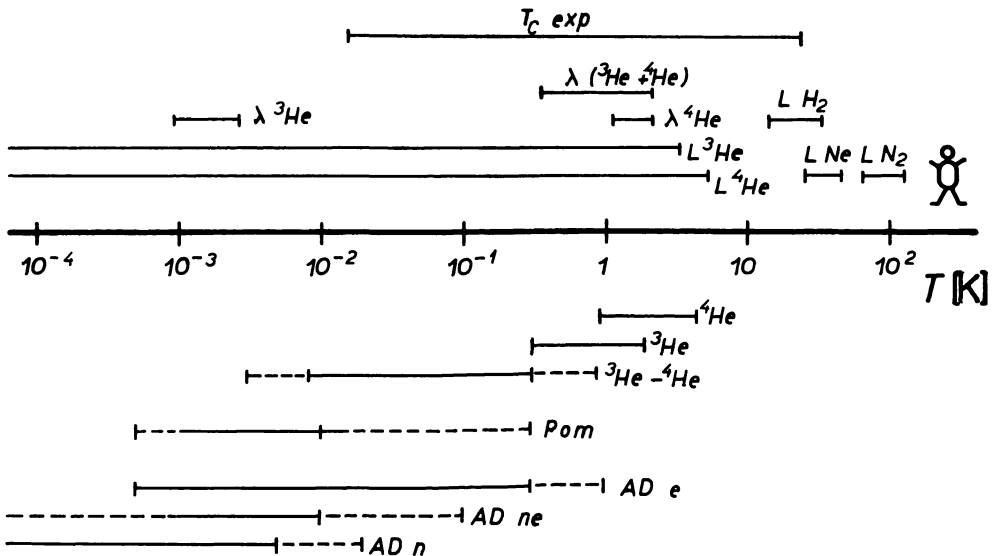
Oblast v blízkosti absolutní nuly teploty, považovaná do zrodu kvantové fyziky za oblast absolutního klidu, lákala do nedávna jen malou část „nepraktických“ fyziků a práce v oblasti u absolutní nuly teploty byla jen exotickým zájmem několika jedinců a malých kolektivů. Dnes se však fyzika velmi nízkých teplot široce rozvíjí a dosáhla významných výsledků. Objevila např. dva nové stavy hmoty – supravodivost (stav s nulovým elektrickým odporem a nulovým magnetickým polem) a supratekutost (stav s nulovou viskozitou), dvě nová pravidla kvantování (pro magnetický tok v supravodičích a pro mechanickou cirkulaci kolem vírů v supratekutém heliu), nové vlnové děje v látkách (nulý a druhý až čtvrtý zvuk), nové fyzikální zákonitosti v tzv. kvantových krystalech (po snížení rušivého tepelného pohybu) a další jevy, které se staly základem nových možností výzkumu látek (např. Josephsonovy jevy). Význam nízkých teplot v očích laické i technické veřejnosti stoupl zejména v souvislosti s existujícími a perspektivními aplikacemi supravodivosti ve fyzice, v přesné a velmi citlivé měřicí technice, ve výpočetní technice, v elektrotechnice, energetice, rychlé veřejné dopravě a zdravotnictví.

Prvním krokem při výzkumu za nízkých teplot i při různých nízkoteplotních aplikacích je chlazení zkoumaného nebo využívaného předmětu. Úkolem tohoto článku je seznámit čtenáře s některými nejdůležitějšími metodami získávání nízkých teplot. Nebudeme se

zabývat chlazením na teploty kapalného vodíku nebo dusíku. Tyto teploty vyšší než 20 K jsou již technicky zvládnuty a jsou v průmyslu téměř stejně běžné jako freonové chladničky v domácnostech. Popíšeme některé metody, jimiž lze získávat teploty nižší než 4 K. Nebudeme uvádět detaily experimentální techniky, spíše se pokusíme ukázat základní fyzikální principy, jichž bylo pro dosahování velmi nízkých teplot využito, a omezíme se jen na principiální schémata používaných aparatur.

Protože se budeme v tomto článku zajímat převážně o teploty, a to o teploty v blízkosti absolutní nuly (tj. 0 K), připomeňme si, že podle mezinárodní dohody z r. 1968 má absolutní nula teploty v Celsiově stupnici hodnotu  $-273,15\text{ }^\circ\text{C}$ . (Teplotu  $0\text{ }^\circ\text{C}$  má rovnovážná soustava ledu a vody při normálním atmosférickém tlaku a teplotu  $+0,01\text{ }^\circ\text{C}$  má trojný bod vody.) Teplotní stupeň „1 kelvin“, tj. „1 K“ je 273,16. díl teplotního intervalu mezi absolutní nulou teploty a trojným bodem vody.

Ve většině fyzikálních zákonitostí mají větší význam poměry teplot než jejich rozdíly. Často proto vynášíme teplotu na logaritmické stupnici. Při takovém zápisu (obr. 1) je počet fyzikálních jevů a změn rozprostřen rovnoměrněji v závislosti na teplotě a nekupí se u nuly teploty na lineární škále. Důležitá termodynamická poučka o nedosažitelnosti absolutní nuly teploty, související s třetí hlavní větou, se nám zdá být při pohledu na takový graf zcela pochopitelná.



Obr. 1. Logaritmická škála absolutních teplot.  $\lambda\text{ }^3\text{He}$ ,  $\lambda\text{ }^4\text{He}$ ,  $\lambda\text{ }(^3\text{He} + ^4\text{He})$  — teploty přechodu do supratekutého stavu; teploty dosažitelné jednotlivými metodami — Pom (Pomerančukovou metodou),  $^3\text{He}-^4\text{He}$  (rozpuštěcími refrigerátory),  $^3\text{He}$  a  $^4\text{He}$  (odčerpáváním par  $^3\text{He}$  a  $^4\text{He}$ ), ADe (adiabatickou demagnetizací elektronovou), ADn (a. d. jadernou), ADne (a. d. van Vleckovou);  $T_c\text{ exp}$  — změněné teploty supravodivých přechodů.

## 2. Principy chlazení

Rozvoj fyziky nízkých teplot se datuje od 8. 7. 1908, [kdy se poprvé podařilo KAMERLINGHOVI ONNESOVI v Leidenu zkapatnit hélium, do té doby považované za tzv. permanentní plyn. Lázeň kapalného hélia, vroucího při normálním tlaku, měla teplotu 4,2 K a při snižování tlaku par hélia

jejich odčerpáváním se dosáhlo teploty v okolí 1 K. Tím se rázem otevřela fyzice oblast teplot mezi 1 K a 4 K, v níž dodnes počet prací při nízkých teplotách vysoko převažuje počet prací prováděných při teplotách nižších. Protože šlo o oblast novou a experimentálně ne zcela jednoduchou (což platí ve značné míře dodnes), zůstal monopol héliové oblasti teplot až do r. 1923 v Leidenu. Potom se začalo s kapalným héliem pracovat v Kanadě, Německu, SSSR, Anglii, Francii a USA. Ještě před druhou světovou válkou se v r. 1933 dosáhlo jinou metodou — adiabatickou demagnetizací paramagnetických solí — nejdříve v Berkeley v USA teploty 0,53 K a o 18 dní později v Leidenu 0,27 K.

Po druhé světové válce se získalo v jaderných štěpných reaktorech dostatečné množství lehkého izotopu  $^3\text{He}$ , který umožnil rozvoj nových metod chlazení, s nimiž se podařilo překrýt oblast teplot mezi 1 K a 0,001 K. Dále byla v poválečném období realizována tzv. metoda jaderné demagnetizace, která posunula hranici dosažitelných teplot až k  $10^{-7}$  K, tj. hluboko do mikrokkelvinové oblasti.

Společnou charakteristikou všech chladicích metod je, že se v pracovní látce (hélium, soustava spinů atd.) provádějí změny entropie, která závisí na nějakém parametru (tlaku, magnetickém poli atd.). Tento parametr je ovládán experimentátorem, který tak řídí chladicí děj potřebnými změnami entropie v pracovní látce. Entropie je mírou uspořádání v dané soustavě (atomů, spinů elektronových obálek nebo jader atd.) a je nejvýznamnější stavovou funkcí látek při nízkých teplotách. Znalost jejího průběhu a závislosti na jiných veličinách plně charakterizuje termodynamický stav látky a dále např. možnost jejího využití k chlazení. Při konkrétním popisu vybraných chladicích cyklů je někdy jednodušší užívat i jiných charakteristik, jako je entalpie, latentní výparné teplo, měrné teplo, magnetizace atd. Společná podstata chladicích metod tkví však ve změnách entropie při přechodu mezi fázemi dané pracovní látky anebo ve změnách entropie téže fáze látky při změnách vnějšího parametru.

Níže uvedené metody chlazení rozdělíme do dvou skupin. V první uvedeme metody, v nichž se získává chlad přechodem atomů dané pracovní látky (v našem přehledu půjde vždy o hélium) z fáze  $X$  s nižší entropií do fáze  $Y$  s vyšší entropií přesně vytvořeným rozhraním mezi nimi. Při ekvitermickém ději tohoto druhu je třeba k realizaci takového přechodu dodat zvenčí teplo  $Q$

$$(1) \quad Q = T(S_Y - S_X),$$

kde  $T$  je rovnovážná teplota fází  $X$  a  $Y$  včetně rozhraní mezi nimi a  $S_X$ ,  $S_Y$  jsou entropie určitého množství fází  $X$ ,  $Y$  (např. jedné grammolekuly). Toto teplo je možno považovat za výparné teplo, které je nutno dodat při teplotě  $T$  soustavě obou fází, aby přešla jedna grammolekula z fáze  $X$  do fáze  $Y$ . Jinými slovy — toto teplo je teplo, které se odebírá okolí, tj. např. měřenému vzorku. K výpočtu chlazení můžeme v konkrétním případě použít buď Clausiusovy–Clapeyronovy rovnice (jak to v dalším textu uvidíme), známe-li např. křivku vypařování anebo tání v diagramu  $(P, T)$ , kde  $P$  je tlak rovnovážné soustavy obou fází, anebo jiných termodynamických vztahů, které zjednodušují výpočetní postup a zavádění pojmů.

Ve druhé skupině uvedeme jednofázové (anebo homogenní) metody a z nich se omezíme jen na metody magnetického chlazení, které jediné mají zatím praktický význam při dosahování nízkých teplot. Pracovní látkou jsou přitom soustavy elektronových anebo jaderných spinů. Základním krokem magnetického chlazení je magnetizace spinů (tj. vnější magnetické pole se zvýší v prostoru, v němž je uložena soustava spinů, z pů-

vodní nízké nebo nulové hodnoty na konečnou hodnotu vyšší); to pak vede k jejich vyššímu uspořádání, a tedy ke snížení entropie. V soustavě spinů je k realizaci chlazení k dispozici rozdíl entropií mezi počátečním a konečným stavem  $S_0 - S_K$ . Budeme-li do takové soustavy přivádět např. izotermicky zvenčí teplo, můžeme přivést celkem teplo

$$(2) \quad Q_0 = T_0(S_0 - S_K),$$

kde  $S_0, S_K$  jsou entropie spinové soustavy v jednom gramatomu látky (obr. 2a). Většinou nám však jde o chlazení na nižší teplotní úrovni  $T_1 < T_0$ , k níž se můžeme dostat např. částečnou adiabatickou demagnetizací snížením magnetického pole na hodnotu  $B_1 < B_K$  (obr. 2b). V tom případě můžeme do soustavy přivést jen teplo  $Q_1$ , dané vztahem

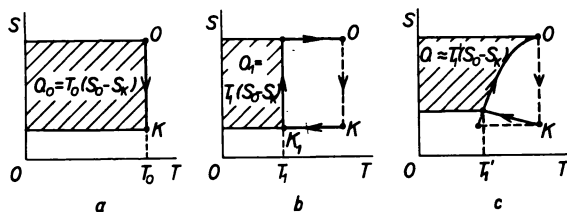
$$Q_1 = T_1(S_0 - S_K).$$

Toto množství tepla je tím nižší, čím nižší je konečná dosažená teplota  $T_1$  a čím menší je rozdíl entropií, který jsme získali magnetizací. V předcházející diskusi jsme mlčky předpokládali, že během popisovaných procesů přizpůsobujeme snižování magnetického pole požadovaným změnám teploty. Připomeňme, že ve skutečnosti probíhá děj spíše podle schématu na obr. 2c.

Dolní hranice teplot, dosažitelných všemi výše uvedenými metodami, je dána rovnováhou mezi chladicí mohutností metody a přítokem tepla v dané konkrétní aparatuře. Kromě toho existují ještě další omezující činitele. Zmíníme se o nich v dalším podrobnějším rozboru jednotlivých metod.

### 3. Dvofázové metody

V těchto metodách se prakticky užívá jen izotopu  $^4\text{He}$  (od r. 1908),  $^3\text{He}$  (které bylo poprvé zkapalněno v r. 1949) a směsi obou izotopů (použitých poprvé v normálně pracující aparatuře v r. 1965). Kombinací těchto metod lze pokrýt teplotní interval 1 mK až 5,20 K (tj. kritický bod  $^4\text{He}$ ).



Obr. 2. Princip magnetického chlazení. Zašrafované oblasti jsou úměrné teplu, které může soustava přijmout, než je převedena do výchozího stavu. a — chlazení při teplotě  $T_0$ ; b — chlazení při teplotě  $T_1 < T_0$ ; c — reálný chladicí děj na teplotu  $T_1$ . Škála entropie i teploty je lineární.

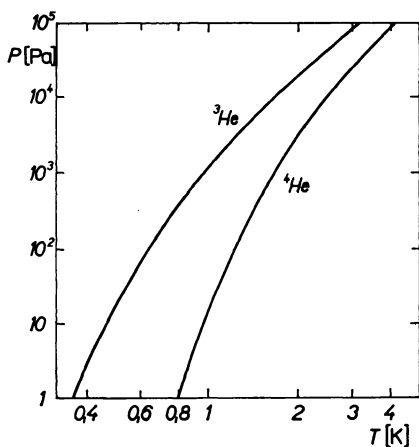
### 3.1 Soustava pára — kapalina

K chlazení v této metodě dochází při přechodu kapalného izotopu  ${}^3\text{He}$  nebo  ${}^4\text{He}$  v páru. Při odčerpávání par buď teplota klesá, je-li chladicí výkon tohoto děje větší než tepelný příkon do kapaliny, anebo je stálá, je-li výkon právě vykompenzován příkonem. Teplotu lázně určuje tlak par nad kapalinou. Závislost tlaku par izotopů  ${}^4\text{He}$  a  ${}^3\text{He}$  na teplotě je na obr. 3. Izotop  ${}^3\text{He}$  má větší nulovou energii a tlak jeho par je vyšší než tlak par  ${}^4\text{He}$ . Poměr těchto tlaků je např. 74 při 1 K, 610 při 0,7 K a 9800 při 0,5 K. S tím také souvisí, že s  ${}^3\text{He}$  je možno prakticky snadno dosáhnout teploty 0,3 K při použití stejných vakuových vývěv, s nimiž se u  ${}^4\text{He}$  dosahuje jen teplot kolem 1 K. U metod užívajících odčerpávání par a využívajících tedy latentního výparného tepla klesá chladicí výkon rychle s teplotou. To plyne z elementární analýzy Clausiusovy — Clapeyronovy rovnice

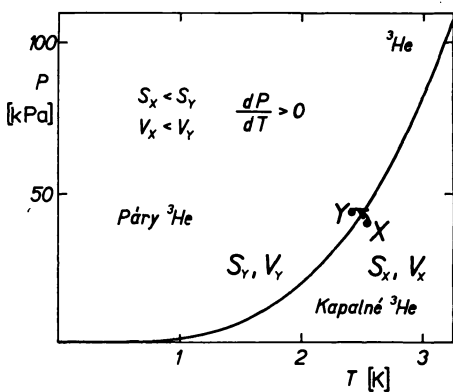
$$(3) \quad \frac{dP}{dT} = \frac{S_Y - S_X}{V_Y - V_X},$$

kde je v daném případě  $P$  tlak a  $T$  teplota na křivce vypařování,  $S_X$  je entropie 1 molu kapaliny,  $S_Y$  entropie 1 molu páry a  $V_Y, V_X$  jsou objemy jednoho molu páry a kapaliny (obr. 4). Protože při dostatečně nízkých teplotách (tj. dostatečné vzdálenosti od kritického bodu) je  $V_Y \gg V_X$  a tlak páry je velmi nízký, takže je možno pro ni užít stavovou rovnici ideálních plynů, dostaneme úpravou rovnice (3) vztah

$$\frac{dP}{P} = \frac{L}{RT^2} dT,$$



Obr. 3. Závislost tlaku par  ${}^3\text{He}$  a  ${}^4\text{He}$  na teplotě.



Obr. 4. Schematická závislost tlaku par  ${}^3\text{He}$  na teplotě.  $X$  je oblast kapaliny,  $Y$  oblast páry.

kde ve shodě s rovnicí (1) je  $L$  latentní výparné teplo

$$L = T(S_Y - S_X).$$

Toto výparné teplo je zhruba nezávislé na teplotě (mění se jen o desítky procent), a proto dostaneme integraci

$$P \approx e^{-L/RT}.$$

Protože chladicí výkon  $\dot{Q}$  těchto metod je dán počtem molů  $\dot{n}$  převedených z kapaliny do páry za jednotku doby, tj.  $\dot{Q} = \dot{n}L$ , a čerpací rychlost vývěv  $\dot{n}$  je úměrná tlaku, je chladicí výkon také úměrný tlaku, tj.

$$(4) \quad \dot{Q} = \text{konst.} \cdot e^{-L/RT}.$$

Tato závislost chladicího výkonu na teplotě tvoří prakticky překážku k dosažení teplot nižších než asi 0,25 K (s izotopem  $^3\text{He}$ ), přestože principiální fyzikální překážky nestojí v cestě dosažení nižších teplot. (V tomto odstavci i v dalším textu označuje symbol  $\dot{n}$  rychlost přechodu látky z jedné fáze do druhé, např. počet molů látky odpařené z kapaliny za jednotku doby anebo – což je totéž – odčerpané při ustáleném stavu vývěvou ve formě par z prostoru nad kapalinou.)

Zopakujme ještě, že prostým odpařováním  $^4\text{He}$  lze pracovat v intervalu 0,9–5,2 K a s  $^3\text{He}$  v intervalu 0,3–3,3 K. S  $^3\text{He}$  je práce složitější jen o to, že je mnohonásobně dražší než  $^4\text{He}$  a je nutno při konstrukci aparatury myslet na zabránění jeho ztrát a že jeho výparné teplo je asi 1/3 výparného tepla  $^4\text{He}$ . Zato však u něho nedochází k tepelným ztrátám tzv. supratekutým filmem, který je charakteristický pro  $^4\text{He}$ . Nejjednodušším zařízením této metody je kryostat s odčerpávanou kapalnou lázní. Složitějšími zařízeními jsou tzv. průtokové kryostaty, do nichž se přivádí spojitě jen tolik kapalného hélia, kolik se ho při chlazení odpařuje.

### 3.2 Soustava dvou kapalných fází

Princip chlazení rozpouštěním izotopu  $^3\text{He}$  v kapalném izotopu  $^4\text{He}$  byl navržen v r. 1951 H. LONDONEM. Podle původních jednoduchých představ by docházelo k chlazení expanzí  $^3\text{He}$  v supratekutém  $^4\text{He}$ , které by mělo představovat vzhledem ke svým zvláštním vlastnostem v tomto stavu pro atomy  $^3\text{He}$  jakési vakuum. Protože by k této expanzi docházelo z kapalného  $^3\text{He}$ , nastalo by chlazení i při teplotách, při nichž je tlak nasycených par  $^3\text{He}$  nedostatečný k funkci metody chlazení založené na odčerpávání par. Podrobný výzkum vlastností směsí izotopů  $^3\text{He}$  a  $^4\text{He}$  opravil původní představy, které však zůstávají i nadále základem zjednodušených výkladů. Na první pokusné aparatuře se dosáhlo v Leidenu v r. 1964 teploty 220 mK. První plně fungující aparatura byla postavena v r. 1965 v Dubně v SSSR. Na ní dosáhl B. S. NEGANOV teploty 25 mK. Její chladicí výkon nebyl překonán řadu let.

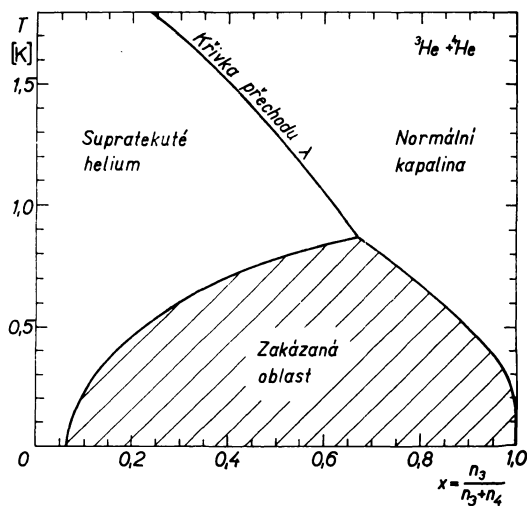
Z fázového diagramu kapalných směsí (roztoků) izotopů  $^3\text{He}$  a  $^4\text{He}$  (obr. 5) vidíme, že při teplotách nižších než 0,86 K mohou existovat současně v rovnováze dvě kapalně fáze s různou koncentrací. Budeme-li při teplotě vyšší než 0,86 K přidávat do čistého  $^4\text{He}$  izotop  $^3\text{He}$ , dostaneme jednu homogenní fázi, která přejde ze supratekutého stavu (je-li naše vybraná teplota nižší než 2,17 K) do stavu normální kapaliny. Budeme-li takto

postupovat při teplotě nižší než 0,86 K (např. 0,5 K), dostaneme jednu fázi, avšak jen do určité koncentrace  ${}^3\text{He}$  (ve vybraném případě 22 %). Při dalším přidávání  ${}^3\text{He}$  se přeskočí zakázaná oblast mezi koexistenčními křivkami a z právě popsané fáze se začne vydělovat nová fáze s vysokou koncentrací  ${}^3\text{He}$  (ve vybraném případě 90 %), která má vzhledem k vyššímu obsahu  ${}^3\text{He}$  menší hustotu než fáze chudší na  ${}^3\text{He}$ , a proto pluje na této chudší fázi. Při teplotách nižších než 0,1 K má fáze bohatší na  ${}^3\text{He}$  koncentraci  ${}^3\text{He}$  větší než 0,99997. Chudší fáze má při teplotě 0 K koncentraci nenulovou, a to 0,064.

Představme si, že jsme nějakým způsobem (např. odčerpáváním par  ${}^3\text{He}$ ) dosáhli teploty, při níž je směs rozdělena na dvě fáze. Přinutíme-li přecházet atomy  ${}^3\text{He}$  z koncentrované fáze rozhraním mezi fázemi do fáze zředěné (např. tím, že v ní snížíme nepatrně koncentraci  ${}^3\text{He}$ ), můžeme využít jejich ekvivalentního „výparného tepla“ k chlazení. Toto „výparné teplo“ není vzhledem k jinému fyzikálnímu charakteru dvou kapalných fází nezávislé na teplotě, jak je tomu v podstatě při vypařování atomů z kapaliny do vakua. Toto „výparné teplo“ u směsi  ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$  je kvadratickou funkcí teploty (obr. 6)

$$L_{3,4} = T \cdot \Delta S = 84 T^2 [\text{J} \cdot \text{mol}^{-1}].$$

Množství atomů  ${}^3\text{He}$ , procházejících rozhraním („vypařených“ z povrchu koncentrované fáze do fáze zředěné) za jednotku doby, je při velmi nízkých teplotách prakticky nezávislé na teplotě, protože koncentrace  ${}^3\text{He}$  ve zředěné fázi se velmi málo mění s teplotou a protože lze snadno udržovat stálý deficit této koncentrace. Ve srovnání s vypařováním čistého kapalného  ${}^3\text{He}$  nebo  ${}^4\text{He}$  vidíme, že u směsi není výparné teplo jednoho atomu stálé, nýbrž se mění kvadraticky s teplotou, a že počet odpařovaných atomů neklesá exponenciálně s teplotou, nýbrž je stálý. Chladičí výkon právě popsaného



Obr. 5. Fázový diagram kapalných směsí  ${}^3\text{He}$  a  ${}^4\text{He}$ . Koncentrace  $x = n_3 / (n_3 + n_4)$ , kde  $n_3$ ,  $n_4$  je počet molů  ${}^3\text{He}$ , resp.  ${}^4\text{He}$ .



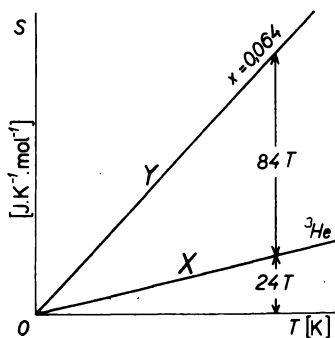
děje, při němž přecházejí atomy  $^3\text{He}$  z koncentrované do zředěné fáze, je tedy dán vztahem

$$(5) \quad \dot{Q} = 84 T^2 \dot{n} \quad [\text{W}],$$

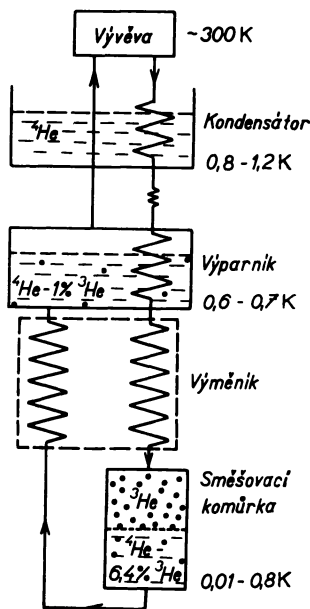
kde  $\dot{n}$  je rychlost přechodu atomů  $^3\text{He}$  rozhraním mezi fázemi v  $\text{mol} \cdot \text{s}^{-1}$ . Při srovnání teplotních závislostí (4) a (5) je ihned patrná výhodnost této metody při velmi nízkých teplotách, při kterých chladicí výkon jednoduchých odpařovacích metod rychle klesá.

Principiální schéma spojitě pracujícího refrigerátoru  $^3\text{He}$ – $^4\text{He}$ , někdy také nazývaného rozpouštěcí aparaturou, je na obr. 7. Chlad se získává ve směšovací komůrce při přestupu atomů  $^3\text{He}$  z koncentrované fáze (označené na obr. 7  $^3\text{He}$ ) vodorovným rozhraním do fáze zředěné (označené  $^4\text{He}$  – 6,4 %  $^3\text{He}$ ). Tyto atomy procházejí potom supratekutým  $^4\text{He}$ , které vyplňuje tepelný výměník, do výparníku, kde jsou odčerpávány z volného povrchu kapalného  $^4\text{He}$ . Tímto odčerpáním se porušuje i rovnovážný stav u rozhraní ve směšovací komůrce, kde dochází vlivem tak vzniklého osmotického tlaku ke stálému přechodu atomů  $^3\text{He}$  rozhraním. Cirkulaci  $^3\text{He}$  udržuje vývěva při pokojové teplotě, z níž se vrací  $^3\text{He}$  po předchlazení a zkapalnění v kondenzační lázni a po ochlazení ve výparníku skrz výměník zpět do směšovací komůrky.

Dosažení libovolně nízké teploty touto metodou brání několik okolností. Z nich nejdůležitější jsou dvě. U spojitě pracujících aparatur je to nedokonalost tepelných výměníků, které při malých celkových rozměrech (několik  $\text{cm}^3$ ) mívají výměnné plochy nejvýše několik čtverečných metrů. Druhou podstatnou omezující okolností je tzv. viskózní ohřev, způsobený pohybem atomů  $^3\text{He}$  ve zředěné fázi v trubičce vycházející ze směšovací komůrky, kde je teplota nejnižší a viskozita nejvyšší. Výpočty ukazují, že při rozumných rozměrech této trubičky je nejnižší dosažitelná teplota asi 4 mK.



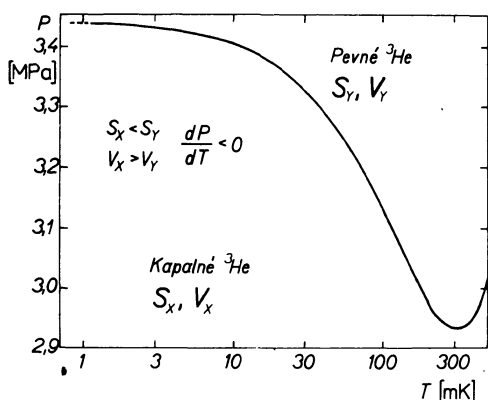
Obr. 6. Závislost entropie koncentrované a zředěné fáze směsi  $^3\text{He} + ^4\text{He}$  na teplotě.



Obr. 7. Principiální schéma refrigerátoru  $^3\text{He}$ – $^4\text{He}$ .

Nejnižší dosažená teplota u spojitě pracujícího refrigátoru  ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$  je 5,5 mK (B. S. Neganov, Dubna, SSSR, 1968). Nepříznivý vliv nedokonalých tepelných výměníků, který způsobuje ohřívání směšovací komůrky přitékajícím teplým  ${}^3\text{He}$ , je možno odstranit tzv. jednorázovým provozem, při němž se zastaví cirkulace, tj. přítok  ${}^3\text{He}$  do směšovací komůrky. Při takovém jednorázovém chodu probíhá ovšem chlazení jen do té doby, než se vyčerpá zásoba koncentrované fáze (tj. v podstatě  ${}^3\text{He}$ ) v směšovací komůrce. Touto metodou dosáhl V. P. Peškov v r. 1972 v Moskvě teploty 3 mK. Prakticky dosažitelné teploty na komerčně i laboratorně zhotovených aparaturách jsou 10 mK.

V ČSSR jsou v provozu takové refrigátory zhotovené v Ústavu jaderné fyziky ČSAV v Řeži a na přírodovědecké fakultě Univerzity P. J. Šafárika v Košicích. Používá se jich k chlazení až na teploty 50 mK. Prototyp refrigátoru  ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$  byl vyroben v n. p. Ferox v Děčíně. Ve světě jsou dnes v provozu stovky takových refrigátorů, které nejsou o mnoho složitější než jednoduché kryostaty s lázní kapalného  ${}^3\text{He}$ . Používají se mimo jiné k předchlazování téměř ve všech dále popsanych chladicích metodách.



Obr. 8. Fázový diagram  ${}^3\text{He}$  — křivka tání. X je oblast kapaliny, Y oblast pevného  ${}^3\text{He}$ .

### 3.3 Soustava kapalina — pevná látka

Možnost chlazení přechodem kapalně fáze  ${}^3\text{He}$  do pevné fáze adiabatickým stlačováním (jinak řečeno adiabatickou krystalizací) předpověděl v r. 1950 POMERANČUK na základě studia vlastností spinové soustavy v obou fázích. Spin elektronové obálky (dva elektrony ve slupce s) je u obou izotopů hélia nulový. Spin jádra  ${}^4\text{He}$ , v němž jsou dva protony a dva neutrony, je také nulový. Jádro  ${}^3\text{He}$  však obsahuje dva protony a jen jeden neutron, a proto má spin 1/2. Tento spin je odpovědný za to, že  ${}^3\text{He}$  se chová při nízkých teplotách jinak než  ${}^4\text{He}$ .  ${}^3\text{He}$  je Fermiho soustava, nikoli Boseho soustava, jakou je  ${}^4\text{He}$ . Pomerančuk ukázal, že na křivce tání existuje při dostatečně nízkých teplotách minimum a že křivka tání má při teplotách nižších, než je toto minimum, zápornou derivaci. Experimentálně bylo později skutečně nalezeno, že minimum na křivce tání má parametry  $T_{\min} = 319 \text{ mK}$  a  $P_{\min} = 2,931 \text{ MPa}$  ( $\approx 29 \text{ atm}$ ). Paradoxní průběh křivky tání  ${}^3\text{He}$  je na obr. 8. Tento průběh souvisí s tím, že entropie pevného  ${}^3\text{He}$  je při teplotách nižších než 319 mK vyšší než entropie kapalně fáze. Pomerančuk se původně domníval, že mezi jadernými spiny  ${}^3\text{He}$  existují jen dipólové interakce, které jsou poměrně slabé, a předpověděl nejnižší dosažitelnou teplotu v okolí  $10^{-7} \text{ K}$ . Na první pokusné aparatuře dosáhl JU. ANUFRIJEV v Moskvě v r. 1965 změny teploty z 50 mK na 18 mK.

Závislost entropií kapalně (X) a pevně (Y) fáze  ${}^3\text{He}$  je na obr. 9. Na rozdíl od většiny jiných látek nastává u  ${}^3\text{He}$  paradoxní situace, že při dostatečně nízkých teplotách je uspořádání atomů a spinů v kapalině vyšší než v pevné látce. Příspěvek entropie od

translačního pohybu atomů je v blízkosti absolutní nuly teploty zanedbatelný. Entropie je v podstatě určena stavem uspořádání ve spinové soustavě.

V pevné látce je soustava spinů jader  $^3\text{He}$  téměř ideální paramagnetickou látkou, tj. soustavou téměř neinteragujících spinů, jejich entropie je nezávislá na teplotě a je rovna

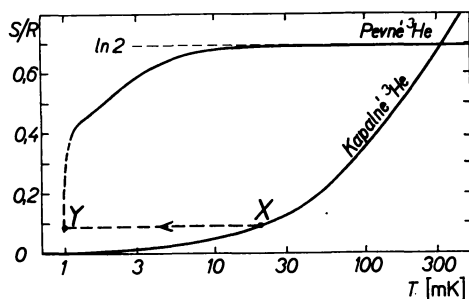
$$S_Y = R \ln(2I + 1) = R \ln 2.$$

Atomy  $^3\text{He}$  jsou však velmi lehké, a proto mají kolem svých rovnovážných poloh v krystalové mřížce i v základním stavu značný „nulový“ rozkmit, což znamená, že jejich vlnové funkce se přece jen dost překrývají a mezi spiny se uplatňují výměnné interakce. Ty jsou značně silnější než Pomerančukem původně předpokládané dipólové interakce a vedou k antiferomagnetickému uspořádání spinů již při teplotách mezi 1 a 2 mK. Entropie spinové soustavy pevného  $^3\text{He}$  proto v tomto teplotním oboru rychle klesá. Zcela jiná je situace v kapalně fázi. Atomy jsou v rychlém relativním pohybu, jejich vlnové funkce se překrývají a v soustavě spinů se plně uplatňuje Fermiho–Diracova statistika a Pauliho vylučovací princip, podle něhož žádné dvě částice nemohou být ve stejném kvantovém stavu. Dochází proto k dokonalému uspořádání (s antiparalelními spiny) téměř všech atomů v prostoru hybností uvnitř tzv. Fermiho koule. Pouze malá část atomů na povrchu této koule není uspořádána tak dokonale. Entropie celé soustavy je proto velmi nízká a v blízkosti absolutní nuly lineární funkcí teploty. (Stav atomů  $^3\text{He}$  v kapalně fázi je velmi podobný např. stavu soustavy vodivostních elektronů v kovech.) Paradoxní průběh křivky tání je pochopitelný z Clausiusovy-Clapeyronovy rovnice (3), kde v daném případě je  $P$  tlak a  $T$  teplota na křivce tání,  $S_Y, V_Y$ , resp.  $S_X, V_X$  je entropie a objem grammolekuly pevné fáze, resp. entropie a objem grammolekuly kapalně fáze. Podle právě podaného výkladu je  $S_Y - S_X > 0$ . Protože  $V_X > V_Y$ , dostáváme  $dP/dT < 0$ .

V diagramu entropií je vidět, že v teplotním intervalu 2 mK až 10 mK je  $S_Y - S_X$  přibližně nezávislé na teplotě. V souhlasu s rovnicí (1) je chladičí výkon Pomerančukovy metody dán vztahem

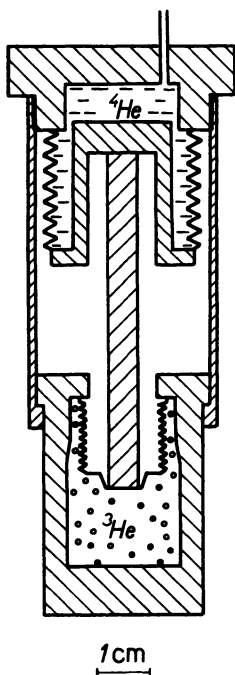
$$\dot{Q} = (S_Y - S_X) T \dot{n},$$

kde  $\dot{n}$  je rychlost převodu kapalně fáze do fáze pevné v mol.  $s^{-1}$ . Chladičí výkon je tedy lineární funkcí teploty a to je nejpříznivější teplotní závislost ze závislostí u dosud uvedených metod.



Obr. 9. Závislost entropie kapalněho (X) a pevněho (Y)  $^3\text{He}$  na teplotě.

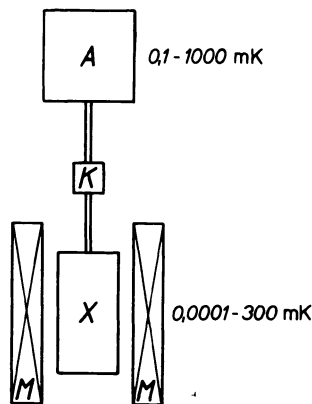
Principiální schéma Pomerančukovy metody, nazývané také metodou adiabatické krystalizace  $^3\text{He}$  nebo adiabatického stlačování  $^3\text{He}$ , je na obr. 10. Ve všech Pomerančukových aparaturách se využívá ke stlačování  $^3\text{He}$  supratekutého  $^4\text{He}$ . Protože  $^4\text{He}$  při tlaku nad 2,5 MPa tuhne a ke stlačení  $^3\text{He}$  je třeba tlaku aspoň 3,4 MPa, používá se většinou tzv. hydraulického zesilovače. Ve vybraném (zakresleném) případě se dosahuje potřebného zesílení tlaku tím, že  $^4\text{He}$  se přivádí pod tlakem do vlnovce o větším průměru než má vlnovec, v němž se stlačuje  $^3\text{He}$ . Při plnění horního vlnovce tlakovým  $^4\text{He}$  se stlačuje  $^3\text{He}$  v dolním vlnovci a v kapalném  $^3\text{He}$  postupně vznikají krystalky  $^3\text{He}$ . Celý zakreslený stupeň je předchlazen na teplotu kolem 20 mK např. refrigerátorem  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  a probíhá-li stlačování adiabaticky, chladí se  $^3\text{He}$  např. podél úsečky (X, Y) na obr. 9. V bodě Y je všechna kapalina převedena do pevné fáze, která má teplotu nižší než 2 mK.



Obr. 10. Principiální schéma Pomerančukovy metody.

Do horního vlnovce se přivádí supratekuté  $^4\text{He}$  pod tlakem do 2,4 MPa, které stlačuje  $^3\text{He}$  v dolní komůrce s vlnovcem menšího průřezu, než má horní vlnovec.

Obr. 11. Principiální schéma magnetické chladicí aparatury. A — předchlazovací stupeň; K — tepelný klíč; M — magnet; X — chladicí stupeň.



Hlavním omezujícím činitelem nejnižší dosažitelné teploty je u Pomerančukovy metody interakce jaderných spinů, která způsobuje v pevné fázi pokles entropie; tento pokles je tak rychlý, že při jisté teplotě protne křivka entropie pevné látky křivku entropie kapaliny. Tato teplota nebyla dosud změřena. Na základě přijatelných modelů interakce spinů se odhaduje na 0,5 mK. To je tedy teoreticky dosažitelná teplota. Existují teoretické předpovědi, že při použití silného magnetického pole, které změní uspořádání spinů v pevné fázi, bude tato teoretická hranice značně nižší (v poli 7,4 T může být nejnižší dosažitelná teplota 0,0006 mK).

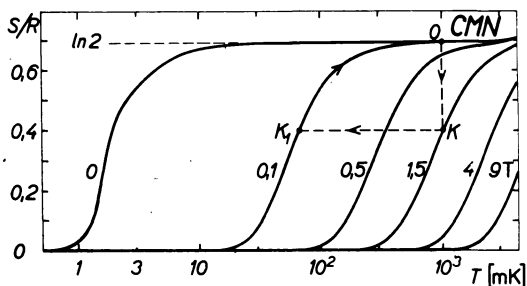
Pomerančukova metoda chlazení se používá ve světě přibližně v jedné desítce laboratořích. Prakticky dosažené teploty jsou v blízkosti 1 mK. I když má tato metoda značný chladicí výkon, nemůže zatím nad 10 mK soutěžit se značně jednodušším spojitě pracujícím refrigerátorem  $^3\text{He}-^4\text{He}$ . Používá se proto zatím jen v teplotním intervalu 1 mK až 10 mK a význam má hlavně v jeho dolní části.

#### 4. Jednofázové magnetické metody

V magnetických metodách chlazení je pracovní látkou buď soustava elektronových obálek iontů v pevných látkách, anebo soustava atomových jader. Tyto metody byly za 43 let své existence dobře teoreticky a částečně i experimentálně propracovány. Nejstarší a nejužívanější metoda „elektronová“ má dnes k dispozici soubor osvědčených pracovních látek, vhodných pro různé experimentální podmínky. Její aktivní rozvoj probíhá dnes již jen na dolní teplotní hranici její použitelnosti, tj. kolem 1 mK. „Jaderné“ metody prožívají v současnosti aktivní vrchol svého rozvoje. K praktické využitelnosti a zdokonalení všech magnetických metod chlazení významně přispěl pokrok v technice supravodivých magnetů a refrigerátorů  $^3\text{He}-^4\text{He}$ , používaných k předchlazení. Typické schéma magnetické metody je na obr. 11. Dnes nejčastěji užívanými částmi aparatury jsou: refrigerátor  $^3\text{He}-^4\text{He}$  s teplotou 10–20 mK (*A*), supravodivý tepelný klíč (*K*), supravodivý magnet (*M*) a vlastní chladicí stupeň (*X*), podle jehož druhu jsme rozdělili další popis jednotlivých metod.

##### 4.1 Elektronová adiabatická demagnetizace

Tato metoda se přesněji nazývá adiabatickou demagnetizací paramagnetických solí nebo někdy také jen jednoduše (a nesprávně) magnetickým chlazením. Pracovní látkou je paramagnetická sůl, v níž existují jen slabé vzájemné interakce paramagnetických iontů a interakce s okolím (tj. s krystalickými poli a vlastními atomovými jádry). Interakce totiž vedou při jisté teplotě ke spontánnímu uspořádání, které značně snižuje entropii soustavy spinů elektronových obálek paramagnetických iontů, a omezují teplotní interval využitelný k chlazení. To je patrné z diagramu entropií paramagne-



Obr. 12. Diagram změřených entropií krystalu dusičnanu ceritohřečnatého —  $\text{Ce}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24 \text{H}_2\text{O}$ . Magnetické pole bylo při měření kolmé k trigonální ose symetrie krystalu.

tické látky na obr. 12. Jako příklad jsme vybrali paramagnetickou sůl, která je jednou z nejužitečnějších v popisované chladicí metodě. S dusičnanem ceritohořečnatým –  $\text{Ce}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}\cdot 24\text{H}_2\text{O}$  – se dosahuje nejnižších teplot (v okolí 2 mK) a používá se ho také jako spolehlivého magnetického teploměru do těchže teplot.

Na křivce entropie v nulovém magnetickém poli (obr. 12) jsou patrné tři oblasti. Oblast uspořádávání ( $T < 10$  mK) vlivem interakcí mezi spiny (v případě dané látky mají tyto interakce dipólový charakter), oblast „bez interakcí“ (10 mK – 1000 mK) a oblast, v níž se začíná projevovat i mřížková entropie (což se projevuje stoupáním entropie nad hodnotu  $R\ln 2$  pro  $T > 1000$  mK). Postupně se zmíníme podrobněji o jednotlivých oblastech, které ovšem u jiných paramagnetických solí zasahují do jiných teplotních intervalů.

Ve střední oblasti teplot je energie interakcí spinů (tj. mezi spiny anebo spinů s okolím – sousedními ionty a vlastními jádry) zanedbatelně malá ve srovnání se střední energií tepelného pohybu  $kT$ , kde  $k$  je Boltzmannova konstanta. Dále se v této oblasti neuplatňuje jiná složka entropie, např. entropie mřížková, tj. entropie tepelných kmitů mřížky. Soustava spinů je tedy „bez interakcí“, i když jejich existenci v pozadí musíme respektovat. Bez nich by např. nemohlo dojít k tepelné rovnováze v soustavě spinů a nemohli bychom chování a stav této soustavy popsat statistickými a termodynamickými funkcemi. Teorie soustavy volných spinů je poměrně jednoduchá. Různé stavové funkce, magnetizace a měrné teplo jsou popsány funkcemi s argumentem  $x = \mu B/kT$ , kde  $\mu$  je magnetický moment elektronové obálky iontu a  $B$  je magnetické pole působící na soustavu spinů. Samostatně se ani pole  $B$  ani teplota  $T$  v těchto funkcích nevyskytuje. Naměřené křivky v obr. 12 souhlasí dobře s teoretickými průběhy pro  $B > 0$ ,  $T < 1000$  mK a pro  $B = 0$ ,  $30 \text{ mK} < T < 1000 \text{ mK}$ , kde  $S/R \approx \ln 2$ .

Při chlazení postupujeme takto: Magnetizujeme soustavu spinů (tj. zvyšujeme magnetické pole) při dobrém tepelném kontaktu pracovní soli s předchlazovacím stupněm. Na obr. 12 postupujeme po čáře  $(0, K)$ . Přitom musíme do předchlazovací lázně převést magnetizační teplo  $Q_0$  dané vztahem (2). Po ustálení teploty (vybrali jsme v příkladu  $T_0 = 1$  K) izolujeme pracovní sůl tepelně od okolí a za těchto adiabatických podmínek provedeme demagnetizaci snížením vnějšího pole do bodu  $K_1$ . Při vybraném výchozím poli 1,5 T se dostaneme na teplotu 65 mK. Odstranili jsme přitom přibližně 40 % entropie a z obecné diskuse v kap. 2 plyne, že při zastavení demagnetizace na poli 0,1 T máme k dispozici poměrně velikou zásobu chladu. Při dodávání tepla do pracovní látky se teplota pohybuje po křivce entropie, příslušející poli 0,1 T. V reálných případech bude takový ohřev u vzorků vážících několik desítek gramů trvat desítky hodin. Protože demagnetizace probíhá adiabaticky (tj.  $S$  zůstává konstantní), nemění se ani poměr  $B/T$ . I ve vybraném případě vidíme, že při snížení magnetického pole na patnáctinu klesla i teplota přibližně na patnáctinu.

V uvedeném příkladě byly vybrány skromné, snadno realizovatelné výchozí podmínky  $T_0 = 1$  K,  $B_K = 1,5$  T a přesto byla entropie zredukována o 40 %. U většiny paramagnetických solí se dosahuje výrazného snížení entropie, které je nutné pro dostatečný chladicí výkon, a to při výchozích podmínkách  $B/T \approx 2$  [T/K]. To je dáno hlavně velikostí magnetického momentu elektronové obálky iontu. Máme-li k dispozici nižší výchozí teplotu, stačí nám k dosažení stejného chlazení nižší výchozí pole. Můžeme-li

naopak použit jen výchozí teploty 4,2 K, musíme použít výchozího pole aspoň 6 T pro stejný výsledek.

V oblasti vysokých teplot ( $T > 1$  K) začínají křivky entropií vzrůstat nad konstantní hodnotu  $R \ln 2$ , protože se k magnetické entropii spinové soustavy přidává mřížková entropie. Přestože (viz obr. 12) jde při teplotě 4,2 K zatím jen o nepatrné přírůstky, je zřejmé, že dosažená konečná teplota po demagnetizaci bude tím větší, čím větší je složka nemagnetické entropie při výchozí teplotě. Mřížková entropie je jeden druh (nejpřirozenější) tepelné zátěže chladicího stupně. Představy o chlazení této zátěže (vzorku v tepelném kontaktu s pracovní paramagnetickou solí) získáme snadno z diagramu entropií, přičteme-li ke křivkám entropií složku entropie zátěže a považujeme-li takto nově získané křivky za křivky nové jednotné soustavy.

Již dříve jsme se zmínili o tom, že interakce v soustavě spinů způsobí při dostatečně nízkých teplotách uspořádání spinů a snížení entropie. Entropie tak klesá v souladu s třetí hlavní větou termodynamiky na nulovou hodnotu při snižování teploty k absolutní nule. Při úplné demagnetizaci (tj. při dosažení nulového vnějšího magnetického pole) „narážíme“ na křivku entropie pro  $B = 0$  a dostaneme se tak na nejnižší možnou teplotu, určenou jen velikostí entropie (resp. její redukci). V principu je sice možno dosáhnout libovolně nízké teploty (tj. dostat se libovolně blízko k absolutní nule teploty) volbou dostatečně nízkých výchozích teplot a vysokých magnetických polí. Tak např. u dusičnanu ceritohořečnatého lze dosáhnout teploty 0,5 mK demagnetizací z těchto párů hodnot teploty a pole: (1,3 K; 9 T), (0,6 K; 4 T), (0,15 K; 0,1 T). Pro ohřev na teplotu 1 mK stačí však dodat jen velmi malé teplo, kterým se zvýší entropie asi o 5 % celkové entropie. Pro další ohřev na 2 mK je nutné již mnohonásobné množství tohoto tepla. Soustava spinů tedy zůstane pod teplotou 1 mK jen velmi krátkou dobu, zatímco mezi teplotami 1 mK a 2 mK zůstane již rozumně dlouhou dobu potřebnou k provedení experimentu. Reálně lze tedy u paramagnetických látek počítat s dosahováním teplot ležících na nejstrmější části křivky entropie pro nulové vnější pole. Tato nejstrmější část určuje teplotu spontánního uspořádání spinů, při níž poklesne entropie soustavy přibližně na polovinu. U dusičnanu ceritohořečnatého je tato teplota asi 1,8 mK, dále např. u síranu chromitodraselného 11,5 mK, u síranu železitoamonného 50 mK a u síranu manganatoamonného přibližně 100 mK. Tyto čtyři nejužívanější soli se chovají v nulovém magnetickém poli přibližně tak, jakoby v nich působilo jakési účinné magnetické pole, které je tím vyšší, čím je vyšší teplota spontánního uspořádání.

Do roku 1970 byla nejnižší teplotou dosažitelnou adiabatickou demagnetizací teplota o něco málo nižší než 2 mK, dosažená s použitím dusičnanu ceritohořečnatého. Spontánní uspořádání spinů iontů ceru nastává vlivem jejich magnetické dipólové interakce. Teplota uspořádání  $\Theta$  je dána vztahem

$$(6) \quad \Theta \sim \frac{\mu^2}{r^3} \sim \frac{\mu^2}{\varrho},$$

kde  $\mu$  je magnetický moment paramagnetického iontu,  $r$  vzdálenost nejbližších sousedících iontů a  $\varrho$  hustota spinů. Je zřejmé, že nižší teploty uspořádání je možno dosáhnout u látek obsahujících ionty s menšími magnetickými momenty (a to je u elektronových

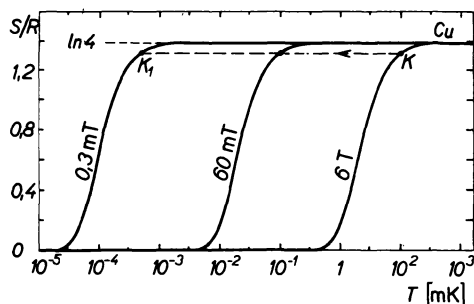
obálek iontů nereálná cesta) anebo u látek s menšími hustotami spinů, tj. většími průměrnými vzdálenostmi spinů. Výzkum v tomto druhém směru se konal v letech 1971 až 1975 v Ústavu jaderné fyziky ČSAV. V dusičnanu ceritohořečnatém byly nahrazovány ionty ceru diamagnetickými ionty lantanu, takže zbývající ionty ceru měly větší průměrnou vzdálenost a jejich dipólové interakce zeslábly. (Existovala i možnost, že chemicky připravené magneticky zředěné látky mohly obsahovat jen mikrokrystalky dusičnanů ceritohořečnatých a lantanitohořečnatých. Výsledky experimentů však ukázaly, že ionty ceru a lantanu byly v krystalech rozptýleny v podstatě statisticky.) Pokusy byly prováděny na látkách s koncentracemi iontů ceru v oboru 5 % až 100 %. Při nejnižší koncentraci byla dosažena teplota 0,6 mK a po nahrazení protonů v krystalické vodě deuterony teplota nižší než 0,5 mK. Práce v ÚJF ČSAV tedy rozšířily oblast teplot reálně dosažitelných elektronovou adiabatickou demagnetizací pod 1 mK.

## 4.2 Jaderná adiabatická demagnetizace

V závěru předcházející kapitoly jsme diskutovali možnosti dosažení co nejnižších teplot adiabatickou demagnetizací. U elektronů jsme vyloučili možnost snížení magnetického momentu vystupujícího ve vztahu (6). Existuje však jedna jednoduchá možnost, a to použít k adiabatické demagnetizaci soustavy jaderných spinů. Atomová jádra mají magnetické momenty přibližně tisíckrát menší než elektrony, a proto by se mělo spontánní uspořádání projevovat u teplot přibližně o šest řádů nižších než u paramagnetických solí. Použijeme-li jako srovnávací látku síran manganatoamonný, dostaneme pro jadernou soustavu teplotu 0,0001 mK. Tato hodnota teploty byla skutečně při přesnějším výpočtu nalezena pro jádra v mědi.

Princip jaderné demagnetizace byl formulován již v roce 1934 GORTEREM a v r. 1935 KURTIM a SIMONEM. Poprvé byla však tato metoda realizována až v r. 1956 KURTIM, ROBINSONEM, SIMONEM a SPOHREM, kteří ochladili v Oxfordu jádra mědi na teplotu 0,001 mK. Nejnižší teploty 0,0002 mK na jádrech mědi dosáhl v r. 1968 ve Washingtonu Spohr, který použil 1 kg dusičnanu ceritohořečnatého k předchlazení jaderného stupně na 2 mK.

Pro dostatečnou redukci entropie jaderné soustavy musíme užít značně vysokých hodnot poměru  $B/T$ , aby  $\mu_I B/T$  mělo hodnoty srovnatelné s hodnotami u paramagnetických solí. Protože  $\mu_I/\mu \approx 10^{-3}$ , musíme užít  $B/T \approx 2 \cdot 10^3$  [T/K], tj. např. 15 T a 7,5 mK, což jsou hodnoty v normální nízkoteplotní laboratoři dnes ještě těžce dosažitelné. Většinou se proto experimentátoři smířují se skromnějšími hodnotami, které jsou



Obr. 13. Diagram entropií soustavy jader mědi — teoretické křivky.



u realizovaných aparatur např. tyto: (20 mK; 6,3 T), (16 mK; 5 T), (12 mK; 3,2 T). V nejbližší době se budou patrně realizovat návrhy dvoustupňových aparatur s jadernou demagnetizací, kde předchlazovací jaderný stupeň poskytne teploty kolem 1 mK, takže při použití supravodivých solenoidů do 10 T bude možno odstranit podstatnou část entropie jaderné soustavy a demagnetizovat spolehlivě do teplot značně nižších než 0,001 mK.

Pro jaderné soustavy platí všechny úvahy, které jsme provedli pro elektronové soustavy až na dvě výjimky. Jaderné magnetické momenty jsou o tři řády menší a teploty aspoň o čtyři řády menší. Jako příklad uvádíme na obr. 13 diagram entropií soustavy jader v mědi. Na obrázku je naznačena demagnetizace z počátečních hodnot 10 mK, 6 T, při nichž se dosáhne poměrně malé redukce entropie (5 %), a konečné teploty nižší než 0,001 mK.

Dosud uvedené hodnoty konečných teplot se týkaly jen vlastní soustavy jader, zatímco vodivostní elektrony a mřížka zůstaly na teplotě značně vyšší, velmi blízké teplotě předchlazovacího stupně. Provádí-li se demagnetizace dostatečně pomalu a provede-li se jen částečně (tj. zastavíme-li demagnetizaci na nenulovém poli), takže se nedosáhne nejnižší možné teploty jaderné soustavy, může se současně ochladit dostatečnou zásobou chladu i zkoumaný vzorek (tj. např. elektrony, mřížka nebo  $^3\text{He}$ ). Výsledná teplota vzorku je ovšem mnohem vyšší. Tak např. vlastní elektrony byly ochlazeny na teplotu 0,4 mK a kapalné  $^3\text{He}$  na teplotu 0,7 mK.

Závěrem popíšeme stručně jednu z nejlepších aparatur na jadernou demagnetizaci, uvedenou do chodu v r. 1972 v Otaniemi ve Finsku. Jaderný stupeň obsahoval 12 grammolekul (tj. 770 g) mědi. Byl složen ze 70 000 izolovaných drátků o průměru 0,05 mm. Tento tvar byl vybrán pro omezení nežádoucího ohřevu vířivými proudy při změnách magnetického pole. Supravodivý magnet měl délku 20 cm a vnitřní průměr 7 cm. Poskytoval pole 5 T. Předchlazován byl refrigerátorem  $^3\text{He}$ – $^4\text{He}$  na teplotu 16 mK. Supravodivý tepelný klíč byl vytvořen z 32 cínových drátků o délce 10 mm a průměru 0,5 mm. Na této aparatuře byly zkoumány vlastnosti supratekutého  $^3\text{He}$ , které bylo ochlazené až na teplotu 0,7 mK.

Dosud se nejčastěji používalo k jaderné demagnetizaci mědi, kterou lze snadno získat velmi čistou. V jednom případě bylo užito india. Teoreticky se uvažují jako vhodné pracovní látky např. tyto kovy: V, Nb, Al a Tl.

#### 4.3 Jaderná adiabatická demagnetizace hyperjemná

Ve výše popsaných magnetických chladicích metodách působí vnější magnetické pole přímo na elektrony anebo jádra a je to jediné pole (až na malé zbytkové interakce), které na ně působí. Je známo, že v paramagnetických iontech působí na jádra silné magnetické pole, které je úměrné magnetickému momentu elektronové obálky a které u vzácných zemin dosahuje hodnot až  $10^3$  T. Toto pole vytvořené hyperjemnou interakcí mezi elektronovou obálkou a jádrem nezávisí v podstatě na vnějším magnetickém poli a patří k činitelům, které omezují dosažení velmi nízkých teplot. Magnetická susceptibilita u soustav elektronových spinů nebo jader „bez interakcí“ vyhovuje Curieovu zákonu, tj. je nepřímou úměrná teplotě.

Existuje však zvláštní skupina látek, u nichž při nízkých teplotách nezávisí suscepti-

bilita na teplotě, tj. mají tzv. van Vleckovu teplotně nezávislou susceptibilitu. Příslušné ionty v těchto látkách mají singletový základní stav bez magnetického momentu. Nejbližší vyšší excitovaný stav bývá vzdálen od základního stavu o více než 20 K. (Energii často vyjadřujeme ve fyzice nízkých teplot v kelvinech, což je zkrácené vyjádření energie kT.) Působí-li na takový iont magnetické pole, zdeformuje se (jinak řečeno zpolarizuje se) elektronová obálka tak, že získá nenulový magnetický moment úměrný vnějšímu magnetickému poli. V jazyku kvantové mechaniky to znamená, že se změní původní vlnová funkce, k níž se přimísí příspěvky od excitovaných stavů s nenulovými momenty. Působí-li tedy na takový iont magnetické pole, podobá se obyčejnému paramagnetickému iontu, má magnetický moment a vytváří v místě svého jádra magnetické pole  $B$ , které je úměrné vnějšímu magnetickému poli  $B_{ex}$ , tj.

$$B = B_{ex}(1 + K),$$

kde konstanta  $K$  dosahuje v některých slitinách nebo intermetalických sloučeninách hodnot 10 až 100. Vnější pole je tedy v místě jádra zesíleno až stonásobně. (Připomeňme, že  $K$  je konstanta Knightova posuvu, známá z magnetické jaderné rezonance. Tam jsou však pro  $s$ - a  $d$ -elektrony obvyklejší hodnoty 0,01.)

ALTŠULER navrhl v r. 1966, aby této vlastnosti van Vleckových paramagnetik bylo užito k jaderné demagnetizaci, přičemž by bylo třeba ke stejné redukci entropie jaderné soustavy značně menšího vnějšího pole, než u prosté jaderné demagnetizace. Celkovou interakci vnějšího pole s jádrem je možno představit si také tak, že vnější pole působí na jádro, jehož moment je desetkrát až stokrát větší. Z této úvahy je zřejmé, že tato metoda leží právě mezi elektronovým a prostým jaderným magnetickým chlazením. Měly by se jí dosahovat teploty až 0,001 mK, a to technickými prostředky stejné úrovně, jakých je třeba pro elektronovou demagnetizaci. Přitom lze odstranit z jaderné soustavy značně větší část entropie, než je to dosud možné u prosté jaderné metody, což znamená realizaci značně vyššího chladicího výkonu na stejné teplotní úrovni.

První úspěšný pokus s touto metodou provedli ANDRES a BUCHER v r. 1968 v Murray Hill v USA. Ochladili vzorek PrBi z teploty 26 mK na 10 mK demagnetizací z pole 1,6 T na pole 0,02 T. Při pozdějších pokusech bylo nalezeno několik intermetalických sloučenin s vhodnějšími vlastnostmi: PrPt<sub>5</sub> (3,5 mK), PrCu<sub>6</sub> (2,7 mK), PrTi<sub>3</sub> (1,5 mK) a PrNi<sub>5</sub> (1 mK). V závorkách jsou uvedeny konečné teploty, dosažené demagnetizací z výchozích hodnot, které byly typicky pro pole 2 T a teplotu 20 mK. Omezujícím činitelem dosažených teplot byly výměnné interakce mezi ionty, které způsobují jejich spontánní polarizaci, a pravděpodobně také jaderné kooperativní jevy. Není pochyb o tom, že i u této metody bude mít vliv na výrazné snížení dosažitelných teplot magnetické ředění.

Na první pohled by se mohlo zdát, že tato metoda nepřinesla zatím výhody ve srovnání s elektronovou demagnetizací. Ve skutečnosti tkví její výrazné přednosti ve značně větším chladicím výkonu na jednotku objemu (gramatom „pracujících“ iontů má v kovové sloučenině mnohem menší objem než v paramagnetické soli: PrNi<sub>5</sub> — 60 cm<sup>3</sup>, dusičnan ceritohořečnatý — 360 cm<sup>3</sup>; v PrNi<sub>5</sub> je k dispozici magnetická entropie  $R \ln 6 = 1,79 R$ , zatímco dusičnan ceritohořečnatý má plnou entropii jen  $R \ln 2 = 0,693 R$ ; při stejném objemu a teplotě může tedy PrNi<sub>5</sub> poskytnout přibližně patnáctkrát větší chladicí výkon než dusičnan ceritohořečnatý), dále ve značně vyšší tepelné vodivosti, než mají paramagnetické soli, což značně usnadňuje chlazení vzorků. Konečně další přednost záleží v tom, že intermetalické sloučeniny jsou většinou chemicky stabilní látky a lze je snadno pájet na měkko cinem, indiem a kadmíem, což značně usnadňuje konstrukci aparatury a přenos tepla z chlazených vzorků. V typické aparatuře byl např. tvořen chladicí stupeň sedmi válečky z PrNi<sub>5</sub> o délce 6 cm a průměru 0,6 cm. Válečky byly spájeny do bloku kadmíem.

## 5. Závěr

V tabulce I je uveden přehled popsanych metod s udáním jejich hlavních charakteristik. V tomto článku jsme nemohli vzhledem k jeho rozsahu uvádět experimentální detaily a technické popisy aparatur. Je možno bez nadsázky konstatovat, že jde o obtížnou oblast experimentální fyziky, která si vyžaduje dobrou vakuovou techniku, znalost vlastností konstrukčních materiálů při nízkých teplotách, přesnost a i vytrvalost. Postup k teplotám kolem 1 mK často trvá nepřetržitě řadu dní. Protože jsou časové konstanty většiny dějů velmi dlouhé, může nedočkavost i unáhlený zásah neodvratně chladicí experiment zmařit.

Tab. I. Přehled metod získávání velmi nízkých teplot

| Metoda                      | Nejnižší dosažená teplota            | Užitečný rozsah teplot | Závislost chlazení na teplotě      | Příklady konkrétních aparatur   |
|-----------------------------|--------------------------------------|------------------------|------------------------------------|---|
| $^4\text{He}$               | 0,50 K                               | 0,9 K–4,5 K            | $\dot{Q} \sim e^{-\text{konst}/T}$ |   |
| $^3\text{He}$               | 0,21 K                               | 0,3 K–3 K              | $\dot{Q} \sim e^{-\text{konst}/T}$ |   |
| $^3\text{He} + ^4\text{He}$ | spojitě 5,5 mK<br>jednorázově 3,5 mK | 8 mK–300 mK            | $\dot{Q} \sim T^2$                 | $\dot{Q} = 10 \text{ nW}$ při 10 mK trvale  |
| Pomerančuk                  | 1 mK                                 | 2 mK–10 mK             | $\dot{Q} \sim T$                   | krystalizace $1 \text{ cm}^3$ $^3\text{He}$ –<br>$\dot{Q} = 3 \text{ nW}$ při 3 mK po dobu 50 hodin           |
| AD elektronová              | 0,5 mK                               | 1 mK–300 mK            | $\dot{Q} \sim T \cdot \Delta S$    | $20 \text{ cm}^3$ dusičnanu ceritohřečnatého<br>$\dot{Q} = 3 \text{ nW}$ , ohřátí z 3,3 mK na 5 mK za 10 hod. |
| AD van Vleckova             | 1 mK                                 | (0,1 mK) – 10 mK       | $\dot{Q} \sim T \cdot \Delta S$    | $15 \text{ cm}^3$ PrNi <sub>5</sub><br>$\dot{Q} = 3 \text{ nW}$ ,<br>$T = 2 \text{ mK}$ po dobu 50 hodin      |
| AD jaderná                  | 0,2 $\mu\text{K}$                    | (0,001 mK) – 5 mK      | $\dot{Q} \sim T \cdot \Delta S$    | $110 \text{ cm}^3$ Cu<br>$\dot{Q} = 15 \text{ nW}$ ,<br>ohřátí z 0,5 mK na 1 mK za 5 hodin                    |

Z uvedených metod jsou ještě ve stavu vývoje zejména Pomerančukova metoda a obě jaderné metody. U ostatních metod probíhá jen vylepšování: zvyšování výkonu, rozšiřování užitečného teplotního rozsahu a zdokonalování techniky. Pomerančukova aparatura je ještě ve stavu „napůl vědy, napůl umění“. Protože je to však jedna z nejvýkonnějších metod chlazení ve svém teplotním intervalu, stane se jistě nástrojem rutinní nízkoteplotní techniky. Pokud jde o dosažení nejnižších možných teplot, nemá jaderné chlazení zatím konkurenta. Je to však zatím nejsložitější metoda a vyžaduje současnou špičkovou techniku — např. supravodivé solenoidy na pole vyšší než 10 T. Velmi perspektivní je jaderné chlazení s hyperjemným zesílením, které poskytne patrně mnoho užítku při pracích kolem 1 mK a pravděpodobně v budoucnosti i kolem 0,1 mK laboratořím s menšími finančními zdroji.

Výběr chladicí metody je určen nejen potřebnou nízkou teplotou a chladicím výkonem, nýbrž také schopností dané metody rychle chladit měřený vzorek a dalšími experimentálními podmínkami, jako je např. použití magnetického pole při studiu vzorků. Ve výše popsaných dvoufázových metodách je možné použití libovolně silného magnetického pole bez újmy na chladicích schopnostech. Magnetické metody se stávají naopak značně složitější, potřebujeme-li magnetické pole i k jinému účelu než ke změně entropie pracovní látky.

Dnes existuje několik metod použitelných v oblasti teplot vyšších než 1 mK. Je velmi pravděpodobné, že dnešní intenzivní práce na rozvoji jaderných magnetických metod zpřístupní i oblast teplot mezi 1  $\mu$ K a 1 mK. Můžeme tedy očekávat nejen další rozkvět milikelvinové fyziky, která přinesla již mnoho zajímavých a principiálně nových výsledků, ale i otevření nového oboru mikrokelvinové fyziky v nejbližším desetiletí.

## Literatura

Podrobnější poučení o popsaných metodách chlazení, jejich variantách a dalších metodách může čtenář najít v těchto třech poměrně nových knihách.

LOUNASMAA, O. V.: *Experimental principles and methods below 1 K*. London, New York, Academic Press 1974.

HUDSON, R. P.: *Principles and application of magnetic cooling*, Amsterdam, London, North — Holland 1972.

ROSE-INNES, A. C.: *Low temperature laboratory techniques*, The English Universities Press Ltd. 1973.

---

*„Tenhle člověk má velkého jmenovatele“, byl častý výrok L. N. Tolstého o domýšlivých lidech. Výrok byl důsledkem Tolstého teorie o hodnotě člověka, která je stručně vyjádřena v tomto citátu:*

*„Člověk je zlomek. Čítatel zlomku vyjadřuje hodnotu člověka v očích druhých lidí, jmenovatel je dán jeho vlastním sebehodnocením. Člověk nemůže zvýšit svého čitatele, ale každý může zmenšit svého jmenovatele, tj. svoje mínění o sobě, a tím se blížit k dokonalosti.“*

I. K. ANDRONOV