

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Miloslav Šott

Nízké teploty ve vědě a technice

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 10 (1965), No. 4, 193--201

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138458>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1965

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>

NÍZKÉ TEPLoty VE VĚDĚ A TECHNICE

MILOSLAV ŠOTT, Řež

ÚVOD

Fyzika nízkých teplot patří mezi ty obory, které jsou právě na začátku mohutného rozvoje. Ačkoli Kamerlingh ONNES zkapalnil poprvé hélium už v roce 1908, zůstal tento fakt pro široké kruhy fyziků a techniků pouhou učebnicovou kuriozitou nejméně dalších 40 let. Během té doby byly sice objeveny a zkoumány takové překvapující jevy, jako supratekutost kapalného hélia a supravodivý stav některých kovů při héliových teplotách, ovšem tento výzkum byl považován spíše za výstřední záležitost několika fyziků. Teprve během posledních 15 let začal ve světovém měřítku rychle růst zájem o nízké teploty, podněcený potřebami základního výzkumu ve fyzice pevných látek a ve fyzice jádra a materiálně umožněný zahájením první sériové výroby zkapalňovačů hélia v USA po r. 1946. V současné době překročila již fyzika nízkých teplot rámec laboratoří základního výzkumu a má dalekosáhlé technické aplikace. Stačí připomenout použití kryotronů v kybernetických strojích, význam kvantové elektroniky pro průzkum vesmíru a aplikace supravodivosti v elektrotechnice. Historie dosavadního rozvoje fyziky nízkých teplot je názornou ilustrací toho, jak sebekurioznější základní výzkum se nakonec logicky stává základem technických přeměn, které pronikavě ovlivňují život společnosti.

V našem časopise jsme již přinesli přehledné články o získání a měření velmi nízkých teplot [1] i o hydrodynamice kapalného hélia [2]. Proto se nyní omezíme pouze na přehled základních aplikací nízkých ($1^{\circ}\text{K} \div 4^{\circ}\text{K}$) a velmi nízkých (pod 1°K) teplot ve fyzikálním výzkumu a v současné technické praxi. Podrobnější informace najde čtenář v literatuře uvedené v článku [1] a v několika novějších publikacích, jejichž seznam je připojen k tomuto článku [3, 4, 5, 6].

A) NÍZKÉ A VELMI NÍZKÉ TEPLoty V ZÁKLADNÍM FYZIKÁLNÍM VÝZKUMU

Mezi všemi známými relativně stálými částicemi hmoty (elektrony, nukleony, atomy, ionty, molekuly) existují různé typy vzájemných interakcí: gravitační, elektrostatické a elektromagnetické, jaderné, výměnné. Jejich velikost závisí různým způsobem na vzdálenosti interagujících částic a na řadě dalších veličin. Pochopení podstaty a měření velikosti těchto mezičásticových interakcí je základním předpokladem pro poznání struktury hmoty, zejména v pevné fázi. Hlavním faktorem, který ovlivňuje možnost takového studia, je teplota – studovat můžeme pouze ty interakce, jejichž energie E_{int} je větší nebo aspoň srovnatelná s energií tepelného pohybu kT (k je Boltzmannova konstanta, T absolutní teplota ve stupních Kelvina).

Základním posláním nízkých teplot je tedy vyjevit, poznat a popřípadě využít takové vzájemné interakce v hmotě, jež se nemohou projevit v „normálních“ podmínkách.

1. Měření specifických tepel pevných látek

Specifické teplo je podle definice rovno

$$(1) \quad C = \frac{dQ}{dT} = T \frac{dS}{dT}$$

a jeho měření slouží proto jako kritérium závislosti vnitřního uspořádání na teplotě. Každé maximum specifického tepla indikuje charakteristickou teplotu Θ , při níž nastává prudký pokles entropie (lepší uspořádání) vlivem určité vnitřní interakce ($E_{int} = k\Theta$).

Na specifickém teple pevných látek při nízkých teplotách se vždy podílejí dvě základní komponenty:

1. tepelné kmity mřížky:

$$C_l \sim T^3,$$

2. pohyb volných elektronů:

$$C_e \sim T.$$

V určitých případech se mohou uplatňovat tyto další příspěvky:

3. výměnné interakce iontů, vedoucí k spontánní magnetizaci:

$$C_m \sim T^{3/2},$$

4. párové korelace elektronů, vedoucí ke vzniku supravodivého stavu:

$$C_s \sim T \cdot \exp(-1,5 T_c/T)$$

(T_c ... kritická teplota supravodivého přechodu),

5. vzájemné působení elektronové obálky se spinem jádra:

$$C_j \sim T^{-2}.$$

V konkrétním případě se každý z těchto příspěvků uplatňuje s různou vahou – je zřejmé, že v oblasti vyšších teplot převažuje vždy specifické teplo mřížky, kdežto při $T < 1^\circ\text{K}$ se výrazně uplatňuje pouze jaderné specifické teplo. Ostatní komponenty se nacházejí teoretickou analýzou experimentální závislosti $C(T)$ v dostatečně širokém intervalu teplot.

Pro jadernou fyziku i pro fyziku pevných látek má zvláštní význam měření specifického tepla pod 1°K . Jaderné specifické teplo je určeno jednak spinem a magnetickým (resp. i kvadrupolárním) momentem jádra, jednak efektivním magnetickým (resp. i elektrostatickým) polem, které v místě jádra vytváří jeho elektronový obal. Známe-li elektronovou strukturu daného krystalu, můžeme z jaderného specifického

tepla najít hodnoty jaderných momentů. Známe-li naopak veličiny jaderné, lze získat informace o struktuře elektronového obalu; tyto informace jsou důležité pro fyziku pevných látek. To je jeden z příkladů, kde se stýkají a účelně doplňují obě základní oblasti současné fyziky.

2. Magnetická měření při nízkých teplotách

Základním magnetickým měřením je měření statické susceptibility χ . V článku [1] je popsáno použití susceptibility jako termometrického parametru v oblasti pod 1°K. Při poněkud vyšších teplotách (do 20°K) slouží měření χ hlavně ke studiu feromagnetismu nebo antiferomagnetismu, které se v této oblasti teplot projevují u značného počtu krystalů nejen kovových, ale i u různých solí (zejména granáty). Díky této technice (měří se χ ve směru všech krystalových os) je dnes známa veliká řada rozmanitých typů magnetických struktur, což dává nepostradatelný materiál pro prohloubení teorie magnetismu.

Předmětem častého studia je zajímavá skutečnost, že u řady kovů vykazuje závislost susceptibility na vnějším poli $\chi(H)$ zřetelné oscilace (efekt de Haasův a van Alphenův). Tento jev se vyskytuje pouze při nízkých teplotách (pod 30°K) a je důsledkem toho, že dráhy elektronů v kovu jsou „volné“ ve směru \mathbf{H} , ale kvantované v rovině kolmé, k \mathbf{H} . Průběh $\chi(H)$ tak dává informace o vlastnostech volných elektronů v daném kovu, zejména o tzv. Fermiho hladině (zhruba je to maximální možný impuls volného elektronu v daném kovu při $T = 0$).

3. Rezonanční měření

Pod tímto názvem shrnujeme všechny případy, kdy v důsledku absorpce nebo emise kvanta energie $h\nu$ (h je Planckova konstanta, ν frekvence záření) nastane přechod mezi dvěma kvantovými stavy E_1, E_2 , pro něž platí

$$(2) \quad h\nu = |E_1 - E_2|.$$

Představme si pro určitost soustavu paramagnetických iontů s elektronovým spinem $S = 1/2$ v silném magnetickém poli \mathbf{H} . Elektronový spin může vůči \mathbf{H} zaujímat pouze 2 polohy, z nichž nižší energii má stav, v němž je magnetický moment odpovídající spinu orientován ve směru pole \mathbf{H} .

Druhý stav (s antiparalelní orientací $\boldsymbol{\mu}, \mathbf{H}$) má energii vyšší o $\Delta E = g\beta H$, kde g je činitel spektroskopického rozštěpení (Landeho faktor), β je Bohrovův elektronový magneton.

Jestliže na takovou soustavu bude působit elektromagnetické pole splňující rezonanční podmínku

$$(2') \quad h\nu = \Delta E = g\beta H,$$

bude toto pole „překlápět“ elektronové spiny z jedné polohy do druhé. Pokud má soustava teplotu $T \gg \Delta E/k$, bude výchozí obsazení obou stavů stejné a stejný bude také počet případů „překlopení“ v obou směrech (pravděpodobnost absorpce = pravděpodobnosti vynucené emise).

Jestliže však bude počáteční teplota $T < \Delta E/k$, bude podle Boltzmannova rozdělení většina iontů ve stavu s nižší energií a při působení vysokofrekvenčního pole bude převládat absorpce nad vynucenou emisí. Podle ztráty vysokofrekvenční energie, procházející vzorkem, se v praxi detekuje splnění rezonanční podmínky (2') – „hledat“ rezonanci je možné změnou ν při konstantním H , častěji je však vhodný postup opačný – konstantní frekvence elektromagnetických vln a změna pole.

Teoretické detaily i experimentální technika jsou velmi složité, ale z rezonanční podmínky vidíme, že (za předpokladu známé frekvence ν) je možné určit buď g – faktor elektronů, nebo magnetické pole, v němž se elektrony nacházejí. Tyto údaje jsou velmi důležité jak pro fyziku pevných látek, tak pro strukturální výzkum v chemii. Pole H , které skutečně působí na elektron, je totiž dáno jednak vnějším polem H_{ext} , které působí na vzorek, a dále interakcemi mezi jednotlivými ionty (H_{int}). Z nalezené velikosti vnitřních polí lze určovat např. vzdálenosti iontů v krystalech.

Kromě popsané elektronové paramagnetické rezonance jsou na stejném principu založeny feromagnetická rezonance, jaderná magnetická rezonance a cyklotronová rezonance (která dovoluje určit „efektivní hmotu“ volných elektronů v kovech).

Protože ve všech případech jsou rozdíly energetických hladin ΔE velmi malé, je zapotřebí pracovat zpravidla při teplotách kapalného hélia, aby bylo možné detekovat absorpci způsobenou převažujícím obsazením nejnižší hladiny.

4. Orientovaná jádra

Úvahu, kterou jsme řešili výše pro energetické hladiny paramagnetického iontu v silném magnetickém poli, je možné provést také pro jádro s nenulovým magnetickým momentem, na něž působí silné vnější pole nebo pole elektronové obálky (v případě paramagnetických nebo feromagnetických látek). Jediný zásadní rozdíl bude v tom, že při stejném g a H rozštěpení jaderných hladin δE bude menší než ΔE v poměru m/M , kde m je hmota elektronu, M hmota protonu ($M \approx 1836 m$). To znamená, že Boltzmannovo rozdělení podle faktoru $e^{-E/kT}$ povede k převažujícímu obsazení nejnižšího stavu jenom při teplotách řádu $0,01^\circ\text{K}$. Takových teplot lze dosáhnout magnetickým chlazením, které bylo popsáno v článku [1]. Soustava jader, v níž jsou převážně obsazeny stavy s nejnižší energií, se nazývá orientovaná (neboť převažují určité orientace jaderného momentu vůči ose kvantování, reprezentované směrem působícího pole).

Dosáhne-li se orientace pouze snížením teploty a ustavením Boltzmannova rozdělení, mluvíme o orientaci statické. V poslední době se často užívá dynamických metod orientace, které nevyžadují magnetického chlazení a využívají elektronové paramagnetické rezonance při $T \approx 1^\circ\text{K}$. Vysvětlíme si princip této metody na nejjednodušším případě paramagnetických iontů, jejichž jádro má spin $I = 1/2$ a obálka spin $S = 1/2$. Schéma kvantových hladin takových iontů v silném vnějším magnetickém poli H je na obrázku 1a. $M = +1/2, -1/2$ jsou možné projekce elektronového momentu do směru pole, $m = +1/2, -1/2$ projekce jaderného spinu. Jaderné rozštěpení $\delta E = g_n \beta_n H$ je prakticky zanedbatelné proti elektronovému $\Delta E = g_e \beta_e H$.

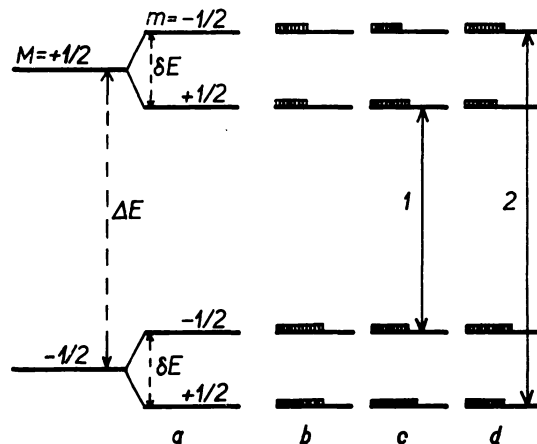
Pro počáteční obsazení jednotlivých hladin $N(Mm)$, které je schematicky znázorněno na obrázku 1b, můžeme napsat:

$$(3) \quad N(-+) = N(--)=1+\Delta; N(++)=N(+)=1-\Delta,$$

kde

$$(4) \quad \Delta = g_e \beta_e H / (kT).$$

Představme si nyní, že na soustavu působíme takovým vysokofrekvenčním polem, které úplně vyrovná obsazení mezi stavy $(--)$ a $(++)$ – přechod 1, obr. 1c.



Obr. 1. Schéma hladin iontu v silném magnetickém poli a jejich obsazení ($I = S = 1/2$).

Potom bude

$$(5) \quad N(-+) = 1 + \Delta, \quad N(+)=1 - \Delta, \quad N(--)=N(++)=1.$$

Při saturaci přechodu 2 – obr. 1d bude

$$(6) \quad N(--)=1 + \Delta, \quad N(++)=1 - \Delta, \quad N(-)=N(+)=1.$$

Definujeme-li stupeň orientace jader jako poměr

$$(7) \quad P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-},$$

kde n_+ , n_- znamenají počty jader s orientací $+$, $-$, máme v případě obsazení (3):

$$(8) \quad n_+ = 1 + \Delta + 1 - \Delta = 2, \quad n_- = 2 \Rightarrow P = 0;$$

v případě (5) při saturaci přechodu 1:

$$(9) \quad n_+ = 1 + \Delta + 1 = 2 + \Delta, \quad n_- = 1 - \Delta + 1 = 2 - \Delta \Rightarrow P = \Delta/2$$

a podobně při saturaci přechodu 2 z rovnic (6) najdeme

$$(10) \quad n_+ = 2 - \Delta, \quad n_- = 2 + \Delta \Rightarrow P = -\Delta/2.$$

Jak je vidět z (4), (9) a (10), je obsazení určitých orientací jaderného momentu dáno velikostí elektronového rozštěpení. Tohoto „ošizení“ přírody jsme ovšem dosáhli za cenu dodávání energie vysokofrekvenčního pole.

Orientovaná jádra přinesla v posledních letech jaderné fyzice řadu fundamentálních výsledků. Za všechny stačí jmenovat důkaz nezachování parity v rozpadu beta (1956). V současné době jsou v chodu nebo se připravují experimenty s interakcí polarizovaných jader a svazků neutronů nebo nabitých částic z urychlovačů, jimiž budou řešeny závažné otázky o charakteru jaderných sil, o tvaru deformovaných jader a o symetrii v klasifikaci elementárních částic (parita kaskádního hyperonu).

B) TECHNICKÉ APLIKACE NÍZKÝCH TEPLOT

Již v roce 1911 bylo zjištěno, že při snížení teploty na 4,2°K klesá elektrický odpor rtuti skokem na neměřitelně malou hodnotu – rtuť se stává ideálním vodičem (supravodič). Přechod do supravodivého stavu byl potom pozorován u řady dalších kovů a slitin.

Kromě toho, že mohou beze ztrát přenášet veliké elektrické proudy, mají supravodiče dvě další důležité vlastnosti: jsou neprostupné pro magnetické siločáry (ideální diamagnetika) a mají nepatrnou tepelnou vodivost. V současné době se využití těchto pozoruhodných vlastností supravodičů stalo základem pro technické aplikace, jejichž význam stále roste a které otvírají velmi přitažlivé perspektivy.

1. Supravodivé materiály pro silnoproudou elektrotechniku

Supravodivý stav se rozrušuje, jestliže se překročí kritická hodnota teploty, proudové hustoty nebo vnějšího magnetického pole. Asi před 5 lety byly nalezeny slitiny (Nb–Sn), které mají enormně vysoké kritické hodnoty – snesou proudová zatížení řádu 10^4 A/cm² při vnějších magnetických polích několika desítek kilogaussů. Od té doby se ve všech technicky vyspělých zemích horečně hledají slitiny s rekordními kritickými hodnotami (dnes jsou to hlavně slitiny Nb–Zr).

Důvod snadno pochopíme, uvědomíme-li si, co by pro silnoproudou elektrotechniku mohla znamenat bezztrátová zařízení (např. transformátory) používající těchto materiálů. Jedna aplikace je dnes už realizována v praxi. Jde o vytváření velmi silných magnetických polí. Klasické magnety, dosud používané, jsou buď cívký se železným jhem, nebo bezželezové. V prvním případě je nejvyšší dosažitelné magnetické pole omezeno sycením materiálu, takže nelze jít přes 30 kG. V cívkách bez železa lze sice dosáhnout v poměrně velkých objemech polí až přes 100 kG, ovšem za cenu příkonů až 10 MW – nemluvě už o rizikovosti takových zařízení (problémy chlazení). Solenoid ze supravodivého drátu může taková pole dávat „zadarmo“ – stačí je tam

jednou naindukovat a udrží se již sama beze ztrát. Byly konstruovány supravodivé magnety dosahující přes 100 kG a magnety pro pole kolem 50 kG jsou již komerčně dodávány některými americkými firmami.

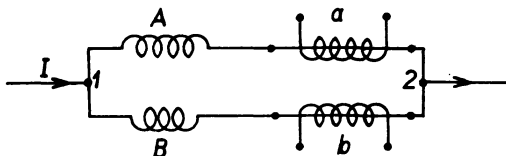
Takové magnety se uplatňují nejen v soudobé technice, ale slibují možnost konstrukce nových bublinkových komor pro největší světové urychlovače a dokonce možnost vytvoření magnetických pastí nutných pro řízení průběhu termojaderné reakce.

2. Kryotrony; tepelné klíče

Další nesmírně významnou technickou aplikací nízkých teplot je užití supravodivých materiálů jako přepínačů nebo paměťových prvků v konstrukci kybernetických strojů. Základní element, zvaný *kryotron*, je malý kousek tenkého supravodivého drátu (např. olovo, cín, tanta) omotaný cívečkou z niobového drátu (obr. 2).



Obr. 2. Kryotron.



Obr. 3. Základní paměťový obvod se dvěma kryotrony.

Zvýšením proudu v ovládací cívečce lze vytvořit na její ose magnetické pole, které skokem rozruší supravodivý stav vnitřního drátu. Jestliže v supravodivém stavu byl mezi body 1 – 2 odpor nulový, stoupne rázem na konečnou hodnotu. Kombinací takovýchto elementů lze vytvořit velký počet různých přepínačů a obvodů pro logická schémata.

Paměťový obvod nejjednoduššího typu je na obr. 3. Je složen ze dvou paralelních supravodivých větví *A* a *B* s obecně různými indukčnostmi L_A , L_B . Základní stav je takový, že celkový proud *I* tekoucí obvodem se rozdělí podle rovnice

$$(11) \quad L_A I_A = L_B I_B$$

Zapneme-li „ovládací“ proud např. do kryotronu *a*, obnoví se ve větvi *A* ohmický odpor a všechen proud *I* poteče druhou větví *B*. Podstatné je, že tato situace se zachová („zapamatuje“), i když ovládací proud v *a* klesne opět na nulu. I když se potom proud v obvodu mění, lze kdykoli zjistit, jaký byl v okamžiku aplikace signálu do kryotronu *a*. Pokud totiž celý obvod zůstává v supravodivém stavu, platí pro hodnoty proudů ve větvích

$$(12) \quad \begin{aligned} I_B &= I + \Delta I(L_A/L) \\ I_A &= \Delta I(L_B/L), \end{aligned}$$

kde ΔI je změna proudu v obvodu mezi 1–2, $L = L_A + L_B$. To znamená, že $I_B = I$, $I_A = 0$ vždy, jestliže $\Delta I = 0$. Jsou vypracovány metody, jak informaci uloženou v takovém obvodu kdykoli „přečíst“. Při principiální jednoduchosti se kryotronové

paměti vyznačují velkou spolehlivostí, kapacitou a nepatrnou spotřebou, jakož i nízkou cenou použitého materiálu. To vše v mnoha případech převažuje nad jistou komplikací plynoucí z nutnosti pracovat s kapalným héliem. Funkční rychlost kryotronových přepínačů dosahuje v současné době již řádově 10^{-8} s (díky aplikaci tenkých supravodivých vrstev).

Na zcela podobném principu jako kryotron pracuje také supravodivý tepelný klíč. Schéma je zcela analogické jako na obr. 2; výběr pracovního drátu mezi body 1–2 se řídí požadavkem, aby poměr tepelných vodivostí v normálním stavu λ_n a supravodivém stavu λ_s byl maximální. Obvykle se užívá co nejčistších monokrystalů Sn, In nebo Pb, s nimiž lze dosáhnout hodnot λ_n/λ_s až $10^3 \div 10^5$. Těchto klíčů se užívá při cyklickém magnetickém chlazení [1] a při různých nízkoteplotních experimentech, v nichž potřebujeme střídavě zapínat a vypínat tepelný kontakt mezi různými vzorky nebo částmi aparatur.

3. Kvantová elektronika (masery)

V první části článku byla již řeč o rezonančních přechodech mezi energetickými stavy iontů spojenými s absorpcí nebo emisí kvanta záření, jehož frekvence je dána podmínkou $h\nu = |E_1 - E_2|$. Na využití takových přechodů je založena také kvantová elektronika, která v posledních letech znamenala největší převrat v telekomunikační technice.

Nebudeme se pouštět do podrobného výkladu činnosti těchto zařízení (často zvaných masery) a odkazujeme čtenáře na pěkný český přehled [7]. Uvedeme pouze princip a základní podmínky funkce maserů a některé jejich technické aplikace.

Základní podmínkou realizace maseru je vytvoření inverzního obsazení energetických hladin elektronu vázaného v atomech nebo molekulách. Inverzním obsazením nazýváme stav, kdy hladina s vyšší energií je obsazena více než hladina s nižší energií. Soustava s inverzním obsazením energetických hladin $E_1 < E_2$; $N_2 > N_1$ má „negativní teplotu“ v tom smyslu, že když vyjádříme poměr obsazení Boltzmannovým faktorem $\exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} = N_2/N_1 > 1$, vyjde $T < 0$. Tato negativní teplota nemá ovšem nic společného s „reálnou“ teplotou v obvyklém smyslu. Prakticky se může takový stav realizovat např. rychlou inverzí směru magnetického pole, v němž se nachází magnetický moment elektronu – viz obr. č. 4. Množství malých šipek znázorňuje symbolicky obsazení stavů s různou projekcí elektronového momentu na směr magnetického pole (N_+ , N_-).

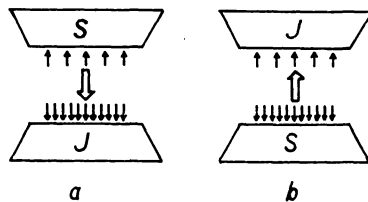
Stav (a) odpovídá rovnovážnému rozdělení, kdy převažuje obsazení stavů s paralelní projekcí, které mají nižší energii. Provedeme-li rychlé přepólování magnetu, nemohou elektronové magnetické momenty tuto změnu okamžitě sledovat, a tak vznikne přechodně stav (b), v němž převažuje obsazení stavů s antiparalelní orientací momentů.

Jestliže bude na takovou soustavu působit mikrovlánné pole o frekvenci vyhovující rezonanční podmínce $h\nu = \Delta E$, bude dopadající záření soustavou zesilováno, neboť budou převažovat přechody na nižší hladinu spojené s emisí. Zesílení bude zřejmě

tím větší, čím větší bude poměr N_-/N_+ . Poprvé byl zesilovač pracující na tomto principu realizován v letech 1954–55 současně v USA a v SSSR.

Nízké teploty jsou zde nezbytné ze dvou důvodů: jednak je zesílení tím větší, čím nižší je teplota, a navíc s klesající teplotou rostou relaxační časy, které charakterizují postupnou likvidaci inverzního obsazení v důsledku interakcí elektronových spinů s prostředím (hlavně spino-mřížková relaxace) — při heliových teplotách jsou tyto relaxační časy řádu $5 \div 30$ minut.

Dnes existuje již velké množství variant maserů s různými pracovními látkami a různými metodami pro dosahování inverzního obsazení, které překrývají velmi široký obor vlnových délek. Základními vlastnostmi, jimiž kvantové zesilovače a oscilátory předčí běžná elektronická zařízení, jsou extrémní citlivost a nepatrný šum. Z toho důvodu našly široké uplatnění v takových oborech, jako je radioastronomie a radiometrie, dálkové řízení družic, pozemní dálkové spoje a retranslační a radarová zařízení. Protože značná část těchto aplikací má význam nejen technický a vědecký, ale také bezprostředně vojenský, dá se soudit, že skutečný rozmach prací v daném oboru značně přesahuje to, co je publikováno v dostupných pramenech.



Obr. 4. Inverzní obsazení hladin.
(a) ... $N_+ > N_-$ (b) ... $N_+ < N_-$

Literatura

- [1] KOLÁČ M.: Pokroky MFA 5 (1958), 575.
- [2] ANDRONIKAŠVILI E. L.: Pokroky MFA 1 (1956), 269.
- [3] EDER F. X.: *Úvod do fyziky nízkých teplot*. SNTL 1959.
- [4] MENDELSSOHN K. edit.: *Progress in Cryogenics* Vol. 1. Heywood & Co Ltd., London 1959; Vol. 2 tamtéž, 1960.
- [5] GORTER C. J. edit.: *Progress in Low Temperature Physics* 3. North — Holland Publ. Comp., Amsterdam 1961.
- [6] MENDELSSOHN K.: *Cryophysics*. Interscience Publishers, New York & London 1960; ruský překlad *Fizika nízkých teplot*, Izdat. inostr. lit., Moskva 1963.
- [7] ODEHNAL M., PETŘÍČEK V.: Čs. čas. fyz. 13 (1963), 500.

Vakuový věžový dalekohled

pro výzkum Slunce byl projektován pro observatoř na hoře Sacramento v USA. Věž je 45 m vysoká a systém dalekohledu zasahuje ještě 60 m pod zem. Veškerá optika je z taveného křemene; průměr vstupního okna je 76 cm. Trubice dalekohledu je vyčerpána na tlak 0,25 torr, aby se omezil optický vliv turbulence vzduchu na zanedbatelnou hodnotu. Objem trubice je 450 m^3 a může být vyčerpán na provozní tlak asi za 3 hodiny.

Sk