

Ivan Šimon

Fyzika nízkých teplot. Část I: Metody chlazení

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky, Vol. 74 (1949), No. 1, D5--D14

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/109137>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1949

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>

# FYSIKA NÍZKÝCH TEPLŮT.

## Část I. Methody chlazení.

Dr IVAN ŠIMON, Cambridge, Mass., USA.

Průběh fyzikálních dějů za velmi nízkých teplot stál v popředí zájmu theoretické i experimentální fyziky od dávných dob. Z počátku převažovaly otázky z oboru termiky a thermodynamiky (zkapalňování plynů, měření specifických tepel), později, zejména po objevu supravodivosti (K. ONNES, 1908), se objevily nové problémy týkající se vedení elektřiny v kovech, magnetismu, vedení tepla a fázových změn, zejména v kapalném heliu.

Thermodynamické zákony naznačovaly řadu zajímavých důsledků, které se měly projevit u teplot blízkých absolutní nule, a proto veškerá snaha experimentálních fyziků směřovala k dosažení tohoto oboru. K chlazení přicházejí v úvahu především tyto tři metody: 1. odnímání tepla pomocí latentního tepla nasycených par ze zkapalněného plynu, 2. adiabatická expanse stlačeného plynu a 3. pomocí JOULEOVA-THOMSONOVA zjevu.

**I. Úvod.** Jakýkoliv plyn, jednou zkapalněn a ponechán na volné atmosféře, vypařuje se (vře) a výparným teplem, odnášeným s párou, udržuje se na stále, nízké teplotě. Vypařováním za sníženého tlaku lze tuto teplotu ještě poněkud snížit. Užitím kaskády vhodných plynů a par (na př. chlormethyl-ethylen-kyslík) podařilo se zkapalnit všechny plyny kromě vodíku a helia a bylo dosaženo nejnižší teploty  $44^{\circ}$  K vypařováním ztuhlého dusíku (DEWAR, 1895).

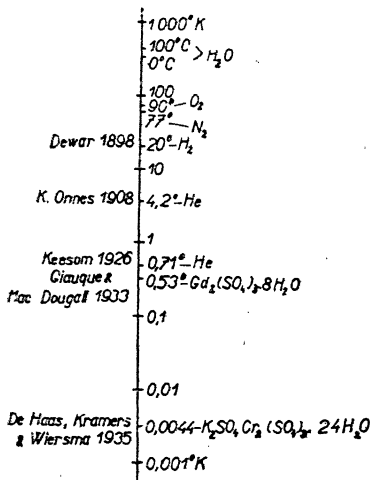
Dalšího pokroku bylo dosaženo (LINDE, HAMPSON; 1895) užitím JOULEOVA-THOMSONOVA zjevu (1858) a oba poslední „permanentní“ plyny byly zkapalněny. Varem kapalného helia za nízkého tlaku bylo dosaženo nejnižší teploty  $0,71^{\circ}$  K, a to je praktická hranice této metody. Nový princip, totiž princip adiabatické demagnetisace paramagnetické soli, vedl k neobyčejnému posunutí dolní hranice teploty a to až k  $0,004^{\circ}$  K. Ačkoliv tato teplota se zdá být velmi blízko absolutní nule, musíme uvážit, že teploměrná stupnice je svojí povahou logaritmická (KELVIN) a že jsme tedy od absolutní nuly stále ještě velmi vzdáleni. To je patrné z grafického znázornění na obr. 1. Dosažení ještě nižších teplot je tedy stále cílem experimentální fyziky a theoretické úvahy ukazují, že v oboru teplot řádu  $10^{-6}$  K lze očekávat nové změny v chování látek (na př. ferromagnetismus mědi a pod.). V dalším se budeme zabývat metodami pro dosažení nízkých teplot s tohoto hlediska a ponecháme úplně stranou technický význam nízkých teplot na př. pro získávání kyslíku a vzácných plynů (Ar, Ne, Kr) ze vzduchu pro průmyslové účely.

**2. Jouleův-Thomsonův zjev.** Schema chladicího zařízení užívajícího JOULEOVA-THOMSONOVA zjevu je na obr. 2. Plyn z kompresoru (K) vstupuje do protiproudového chladiče za tlaku  $p_1$  a teploty  $T_1$  a expanduje ve ventilu (V) na tlak  $p_2$ . Expanse se děje proti kohesním molekulárním silám ve stlačeném plynu (VAN DER WAALS), tedy na úkor vnitřní energie plynu, a proto nastává ochlazení. Ochlazený plyn proudí zpět do

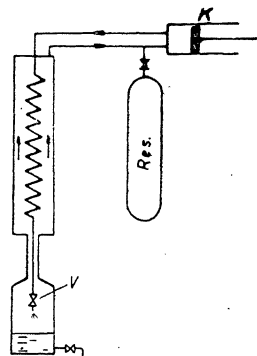
kompresoru a po cestě ochlazuje nově přicházející plyn. Tento proces pokračuje, až teplota klesne tak dalece (pod kritickou hodnotu), že plyn při expansi zčásti zkapalní a hromadí se na dně nádoby.

Zanedbáme-li změnu kinetické energie při průchodu ventilem a uvážíme-li, že expanse probíhá velmi přibližně adiabaticky, vidíme, že enthalpie  $I$  (tepelný obsah) plynu zůstává stálou:

$$I_1 = U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2 = I_2,$$



Obr. 1. Teploměrná škála s význačnými body.



Obr. 2. Schema zařízení na zkapalnění vzduchu podle LINDEHO.

kde  $U$  značí vnitřní energie a  $V$  molární objemy. Thermodynamické zpracování tohoto děje dává pro výsledný koeficient ochlazení  $k$  vzorec:

$$k = \frac{dT}{dp} = \frac{1}{C_p} \left( \frac{\partial I}{\partial p} \right)_T = \frac{1}{C_p} \left[ T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V \right],$$

v němž,  $C_p$  značí molární teplo za stálého tlaku. Pro ideální plyny je  $k = 0$ , protože ze stavové rovnice plyne  $\left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{V}{T}$ . Pro skutečné plyny může být jak  $k > 0$  tak i  $k < 0$ . Pouze v prvním případě nastává při expansi ochlazení ( $dT = k dp < 0$ ,  $dp < 0$ ). Velikost a znaménko JOULEOVA-THOMSONOVA koeficientu závisí u skutečných plynů na tlaku a teplotě a lze je určit z VAN DER WAALSOVY stavové rovnice.

Snadno lze nalézt podmínku, za které je JOULEOV-THOMSONOV zjev nulový. Z VAN DER WAALSOVY rovnice dostaneme pro  $T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V = 0$

vztah:

$$(pV)^2 - \frac{2a}{b} pV + 3ap = 0,$$

což je v diagramu  $pV$ ,  $p$  rovnice paraboly. Tuto křivku lze překreslit v přehlednějším a pro všechny plyny platném diagramu  $\bar{T}, \bar{p}$  (obr. 3).  $\bar{T}, \bar{p}$  značí t. zv. redukované hodnoty teploty a tlaku. Na této t. zv. inverzní křivce je  $k=0$ ; uvnitř křivky je  $k > 0$  a při expansi nastává ochlazení. Má-li tedy JOULEŮV-THOMSONŮV zjev přivodit žádané ochlazení, musí být tlak plynu menší než  $9 \cdot p_{\text{krit.}}$  a teplota musí být v mezích  $0,75 \cdot T_{\text{krit.}} < T < 6,75 \cdot T_{\text{krit.}}$ .

Ve skutečnosti se expanse děje ve značném tlakovém intervalu (na př. z 200 at na 1 at) a místo diferenciálního vzorce pro JOULEOVO-THOMSONOVO ochlazení je nutno použít integrálního vyjádření

$$T_1 - T_2 = \int_{p_2}^{p_1} \frac{T^2}{C_p} \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{V}{T} \right) dp.$$

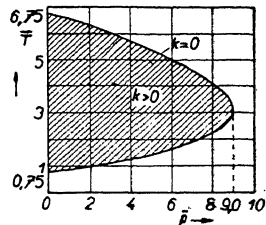
Lze ukázat, že také „integrální JOULEŮV-THOMSONŮV zjev“ vykazuje inverzi a inverzní křivka má podobný průběh jako křivka na obr. 3.

Pro vodík je  $T_{\text{krit.}} = 33^\circ \text{K}$  a je proto nutno ochladit jej pod  $223^\circ \text{K}$  (v praxi na  $65^\circ$  až  $90^\circ \text{K}$ ), helium ( $T_{\text{krit.}} = 5,2^\circ \text{K}$ ) pod  $35^\circ \text{K}$  (v praxi pod  $15^\circ \text{K}$ ), aby bylo možno použití JOULEOVA-THOMSONOVA zjevu k dalšímu ochlazení a zkapalnění.

Účinnost JOULEOVA-THOMSONOVA zjevu je poměrně velmi malá a proto se jej samotného používá jen v malých přístrojích pro získání omezeného množství zkapalněného plynu. Nejčastěji se jej používá ve spojení s methodou adiabatické expanse.

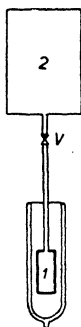
**3. Adiabatická expanse.** Nejjednodušší uspořádání pro adiabatickou expansi je naznačeno na obr. 4. Třebaže dovoluje provést jen jedinou expansi, lze je velmi dobře použít i v praxi ke zkapalnění plynů ( $\text{H}_2$ ,  $\text{He}$ ), jak ukázal F. SIMON (1932). Plyn stlačený v nádobě 1 pod tlakem  $p_1$  a o teplotě  $T_1$  se nechá expandovat (bez tepelného styku s okolím) na tlak  $p_2$  do připravené nádoby 2. Tím, že stlačuje plyn v nádobě 2, koná plyn práci, a to na úkor své vnitřní energie; proto jeho teplota klesá. Stavová změna za tohoto adiabatického děje je popsána POISSONOVOU rovnicí  $pV^\kappa = C$  ( $C$  je konstanta;  $\kappa = C_p : C_v$ ) a ochlazení při expansi (ze stavové rovnice) je:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{1-\frac{1}{\kappa}}.$$

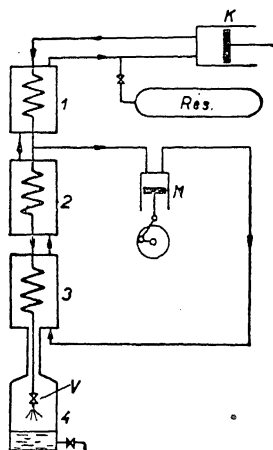


Obr. 3. Závislost inverzní teploty JOULEOVA-THOMSONOVA zjevu na tlaku.

Tento princip lze upravit pro cyklický provoz (CLAUDE, 1900) a v této formě se jej hojně používá v praxi. Schema zkapalňovacího zařízení podle CLAUDEA je na obr. 5. Za prvním protiproudovým chladičem (1) se část plynu (asi 80%) stlačeného na 40 at vede do pístového stoje *M*, kde expanduje na 1 at a koná vnější práci (přispívá k pohonu kompresoru *K*). Expansní poměr se volí tak, aby teplota chladičů 2 a 3 byla dosti nízko pod kritickou teplotou použitého plynu, ale nad bodem varu za atmosférického tlaku. Plyn tedy v 2 a 3 kondensuje. Při expansi venti-



Obr. 4. Schema zařízení pro chlazení adiabatickou expansí.



Obr. 5. CLAUDEOVO zkapalňovací zařízení s expansním strojem.

lem *V* do nádoby 4 se částečně vypařuje a unikající páry zprostředkují chlazení v 3, 2 a 1.

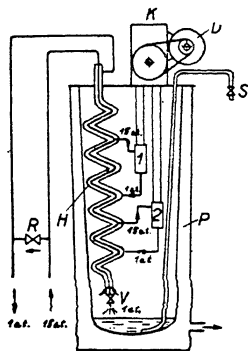
HEYLANDT modifikoval CLAUDEŮV proces tím, že k zchlazení použil také JOULEOVA-THOMSONOVA zjevu při konečné expansi. Podstatného technického zdokonalení dosáhl KAPICA (1939), když použil k expansi turbíny místo pístového stroje, který je konstruktivně choulostivý, zejména pro obtíže s mazáním za abnormálně nízké pracovní teploty. Posledně popsaných zařízení se používá ke zkapalňování vzduchu v technickém měřítku. K dosažení nejnižších teplot je však zapotřebí kapalného helia (viz obr. 1) a konstrukce se tu musí přizpůsobit extrémním tepelným vlastnostem tohoto plynu a také jeho poměrné vzácnosti.

**4. Zkapalňování helia.** ONNES zkapalnil po prvé v historii helium přístrojem pracujícím podle LINDEHO principu, tedy využitím JOULEOVA-THOMSONOVA zjevu. Podmínkou však bylo předem ochladit

helium kapalným vodíkem, vroucím za sníženého tlaku ( $14^{\circ}\text{K}$ ) pod inverzní teplotu. JOULEŮV-THOMSONŮV koeficient je však u helia neobyčejně malý a účinnost tohoto děje je zde asi stokrát menší než účinnost adiabatického chlazení. KAPICŮVI se podařilo (1934) překonat technické potíže při konstrukci pístového expansního stroje podle CLAUDEOVA principu, pracujícího při teplotě kolem  $20^{\circ}\text{K}$ . K předběžnému ochlazení bylo použito kapalného dusíku ( $77^{\circ}\text{K}$ ). V novější době sestrojil COLLINS [1] na podobném principu chladicí zařízení, používající jediného plynu, helia, k překlenutí celého teplotního rozdílu mezi pokojovou teplotou a  $4,2^{\circ}\text{K}$ . Schema přístroje na obr. 6.

Čisté helium (99,8%) se stlačuje kompresorem na 15 at, prochází vnitřní trubici protiproudového chladiče  $H$  a po expansi ve ventilu  $V$  se vrací vnější trubici chladiče zpět do kompresoru. Vhodný pracovní tlak se nařídí ventilem  $R$ . Část stlačeného plynu (asi 25%) se odebírá z vysokotlakého potrubí v místě, kde za ustáleného stavu je teplota asi  $60^{\circ}\text{K}$ , a vede se do expansního stroje  $I$ , v němž se nechá rozepnout na tlak 1 at a odvádí se zpět do  $H$ . Další část plynu (asi 50%) se nechá expandovat ve stroji  $2$  opět na tlak 1 at, při čemž teplota klesne z  $15^{\circ}\text{K}$  na  $8^{\circ}\text{K}$ . Zbytek plynu (25%) pak expanduje ve  $V$ , při čemž kapalní JOULEOVÝM-THOMSONOVÝM zjevem a hromadí se v dolní části nádoby. Vše je umístěno v kovové DEWAROVĚ nádobě  $P$  s dvojitými stěnami. Meziprostor je trvale vyčerpáván difusní vývěvou. Protiproudový chladič je ve skutečnosti vestavěn ve vnitřní stěně nádoby a obklopuje tak oba expansní stroje. Dovnitř nádoby zasahuje shora až na dno šachta (průměr 10 cm), do níž lze umístit přístroje určené k ochlazení. V případě potřeby lze kapalně helium vytlačit syfonem  $S$  do vně umístěných nádob. Oba expansní stroje jsou jednoválcové pístové motory s řízenými ventily. Válcové i písty jsou zhotoveny z kalené nitrované oceli a zabroušeny a vyleštěny tak dokonale, že pracují bez jakýchkoliv těsnících kroužků. Vůle mezi válcem a pístem je 0,015 mm na průměru. Průměr válce v jednotce  $2$  je 38,2 mm, válce v jednotce  $1$  je 25,4 mm, zdvih obou 25,4 mm. Oba písty konají 6 cyklů za vteřinu a pohánějí pomocí klikového mechanismu  $K$  dynamo  $D$ .

Účinnost COLLINSOVA stroje můžeme posoudit z poměru práce theoreticky nutné ke zkapalnění 1 g helia k práci skutečně vynaložené. Theoretickou práci určíme z entropie a enthalpie počátečního a konečného stavu. Podle KEESOMA [2] je za počáteční teploty  $300^{\circ}\text{K}$  a tlaku 1 at entropie  $S_{300} = 7,53 \text{ cal/g} \cdot \text{grad}$  a enthalpie  $I_{300} = 375 \text{ cal/g}$ . Za konečné teploty  $4,2^{\circ}\text{K}$  a tlaku 1 at je  $S_{4,2} = 0,80 \text{ cal/g} \cdot \text{grad}$  a  $I_{4,2} = 2,34 \text{ cal/g}$ .



Obr. 6. Schema COLLINSOVA zkapalňovacího zařízení pro helium.

Předpokládáme-li isothermickou změnu při 300° K, tu je množství tepla, vráceného při teplotě 300° K:

$$Q = (S_{300} - S_{2,4}) \cdot 300 = (7,53 - 0,80) \cdot 300 = 2019 \text{ cal/g,}$$

množství tepla odňatého heliu:

$$Q' = (I_{300} - I_{4,2}) = 375 - 2,34 = 372,7 \text{ cal/g.}$$

Theoretická práce je tedy  $L = Q - Q' = 1646,3 \text{ cal/g}$ . Když vypočteme theoretickou práci pro skutečný proces, sestávající ze dvou adiabatických expansí za dvou různých teplot a třetí isenthalpické expanse, vyjde práce značně větší, totiž asi 4675 cal/g. Ve skutečnosti byla naměřena na stroji práce asi 13 000 cal na 1 g zkapalněného helia, což odpovídá účinnosti asi 36%. To je velmi dobrá hodnota uvažíme-li, že velká zařízení LINDEHO typu pro zkapalňování vzduchu a pracující za mnohem příznivějších podmínek dosahují účinnosti asi 50%. Průměrný výkon stroje je 4 až 5 litrů kapalného helia za hodinu.

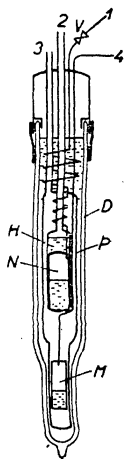
Tam, kde není možno použití těchto nákladných zařízení a kde jde o získání jen menších množství kapalného helia, osvědčuje se velmi dobře SIMONOVA metoda jednorázové expanse. Schema přístroje je na obr. 7. Helium je vpuštěno trubicí 1 pod tlakem asi 150 at do silnostěnné nádoby *N* a ochlazeno lázní kapalného vodíku v DEWAROVĚ nádobě *D*. Kapalný vodík je také v nádobce *H*, která je evakuována trubicí 2, takže vodík se ochladí až na 10 až 11° K a ztuhne. Tuto teplotu má pak přibližně také helium v *N*. Nádoba *P* je nyní vyčerpána trubicí 3, takže helium v *N* je tepelně izolováno. Otevřením ventilu *V* se pak nechá helium zvolna (5 až 20 min.) expandovat, což probíhá téměř dokonale adiabaticky. Tím nastane ochlazení a helium v *N* zbývající začne kapalnět. Množství kapalného helia závisí na výchozím tlaku a teplotě a může dosáhnout až 80% objemu *N*. Helium ve vlastní pokusné nádobce *M* lze zkapalnit přívodem plynu zvenčí trubicí 4, jež je v tepelném kontaktu s nádobkou *N*. Takto lze jedinou expansí získat 100 až 300 cm<sup>3</sup> kapalného helia, což vystačí pro měření trávající několik hodin. Potřebné množství kapalného vodíku je asi 2,5 litru.

**5. Adiabatická demagnetisace.** Čerpáním par helia není možno snížit teplotu v praxi pod 1° K, protože napětí par klesá s teplotou příliš prudce (obr. 8). Podstatně nižších teplot lze dosáhnout methodou, již udali (1926) současně a nezávisle na sobě GIAUQUE [3] a DEBYE [4]. Základní myšlenku lze vyjádřit asi takto: Ochladíme-li paramagnetickou látku na velmi nízkou teplotu (kolem 1° K), tu její entropie je dána z největší části neuspořádaným stavem molekulárních magnetických momentů, protože příspěvek tepelného pohybu atomů je zanedbatelný. Jestliže nyní látku zmagnetujeme, zvýší se stav magnetické uspořádanosti a tím entropie klesne. Potom zrušíme magnetické pole. Entropie (nemagnetované) látky musí být podle NERNSTOVA zákona nulová u absolutní nuly

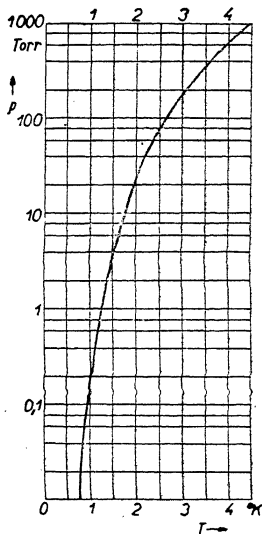
a tedy musí s teplotou klesat. Nízká hodnota entropie odmagnetované látky tedy odpovídá nízké teplotě, látka se demagnetisací ochladí.

Velikost vzniklého ochlazení můžeme s thermodynamického stanoviska posouditi takto: Magnetické pole  $H$  vykoná práci  $H d\sigma$ , má-li se magnetisace objemové jednotky změnit o  $d\sigma$ . Za adiabatické demagnetisace zní tedy 1. zákon thermodynamický takto:

$$dQ = dU - H d\sigma = 0.$$



Obr. 7. SIMONŮV přístroj pro zkvalení helia adiabatickou expansí.



Obr. 8. Závislost napětí par kapalného helia na teplotě.

Provedeme-li derivace podle nezávisle proměnných  $T$  a  $H$ , dostaneme

$$\left(\frac{\partial U}{\partial H} - H \frac{\partial \sigma}{\partial H}\right) dH + \left(\frac{\partial U}{\partial T} - H \frac{\partial \sigma}{\partial T}\right) dT = 0.$$

Z thermodynamického vztahu  $\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$  a z analogie  $p \sim H$ ,  $V \sim \sigma$  můžeme odvodit, že

$$\left(\frac{\partial U}{\partial H}\right)_T - H \left(\frac{\partial \sigma}{\partial H}\right)_T = T \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_H;$$

ze vztahu  $C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p$  dostaneme analogicky



$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_H - H \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_H = C_H,$$

kde  $C_H$  značí specifické teplo při konstantním magnetickém poli. Máme tedy pro t. zv. diferenciální magnetokalorické ochlazení:

$$T \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_H dH + C_H dT = 0,$$

$$dT = -\frac{T}{C_H} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_H dH.$$

Jde-li o paramagnetickou látku, můžeme velikost  $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)_H$  určit za předpokladu, že CURIEŮV zákon  $\sigma = \chi H = KH : T$  ( $\chi$  je susceptibilita,  $K$  je t. zv. CURIEOVA konstanta) zůstává v platnosti i pro nejnižší teploty. Pak můžeme vzorec pro diferenciální efekt integrovat a dostaneme pro celkové ochlazení při změně magnetického pole z intenzity  $H$  na nulu

$$T_2^2 - T_1^2 = -\frac{K}{C_H} H^2.$$

Pro malé teplotní rozdíly je přibližně  $(T_2 + T_1) = 2T_2$  a tedy

$$\Delta T = T_1 - T_2 = +\frac{K}{2C_H} \frac{1}{T_1} H^2.$$

Tak na př. pro síran gadolinia ( $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ ), s nímž byl proveden první úspěšný pokus a který má při  $1,5^\circ K$  specifické teplo  $C_p \approx \approx C_H = 8,3 \cdot 10^{-4} \text{ cal/g} = 3,5 \cdot 10^4 \text{ erg/g}$  a CURIEOVU konstantu  $K = = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ l/g}$ , vychází ochlazení z původní teploty  $1,5^\circ K$  při demagnetisaci z  $5000 \text{ Oe}$  na nulu:

$$\Delta T = \frac{0,014 \cdot 25 \cdot 10^6}{2 \cdot 3,5 \cdot 10^4 \cdot 1,5} = 3,3^\circ K.$$

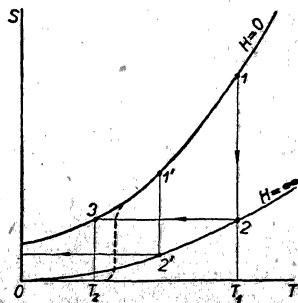
Výsledná teplota by byla  $1,5 - 3,3 = -1,8^\circ K$ , což je absurdní. Ve skutečnosti dosáhli GIAUQUE a MAC DOUGALL [5] s touto látkou ochlazení až na  $0,25^\circ K$ . Nesprávný výsledek výpočtu je způsoben tím, že u velmi nízkých teplot CURIEŮV zákon přestává platit.

Celý problém, zpracován s thermomagnetického hlediska, ukazuje se velmi složitý. CURIEŮV zákon je totiž jen prvá aproximace závislosti susceptibility na teplotě. Obecnější závislost odvodil LANGEVIN z klasické kinetické theorie. Avšak ani tento zákon nevyhovuje v oblasti nízkých teplot. Vypočteme-li entropii paramagnetické látky podle LANGEVINOVA zákona, ukazuje se, že roste nade všechny meze, když se magnetisace blíží nasycení. To nastává na příklad, když při konečné intenzitě pole teplota klesá k nule. To je v rozporu s NERNSTOVÝM zákonem. Kvantová

theorie paramagnetismu (DEBYE, BRILLOUIN) poskytl zákon, podle něhož entropie měla mít konečnou hodnotu při absolutní nule. Na obr. 9 je naznačena závislost entropie na teplotě podle této theorie, a to pro dva extrémní případy magnetického pole ( $H = 0$  a  $H = \infty$ ). Podle tohoto diagramu probíhá ochlazení při adiabatické demagnetisaci takto: Látka v původním stavu 1 ( $H = 0$ ,  $T = T_1$ ,  $S = S_1$ ) přejde silnou isothermickou magnetisací ve stav 2. Po adiabatické (= isentropické) demagnetisaci odpovídá příslušné hodnotě entropie nižší teplota  $T_2$ . Kdybychom však vyšli z nižší původní teploty, na př. z bodu 1', mohli bychom tímto způsobem dosáhnout nulové teploty, opět v rozporu s NERNSTOVÝM zákonem. Ani theorie DEBYEHO-BRILLOUINOVA není tedy zcela správná, protože nebere v úvahu vzájemné působení molekulárních magnetických momentů a jejich interakci s elektrickým polem iontové mříže. Z těchto obou procesů, zvyšujících uspořádanost a tím snižujících entropii, je nejvýznamnější první a za tohoto předpokladu zpracoval theorii magnetisace LORENTZ. Předpokládal, že v paramagnetických látkách existuje vnitřní magnetické pole, které pod určitou teplotou vede k spontánní magnetisaci — stejně jako u ferromagnetik pod CURIEOVÝM bodem. Pod určitou (velmi nízkou) teplotou vzniknou tedy v paramagnetické látce spontánně magnetované oblasti se značným stupněm uspořádanosti a entropie v diagramu na obr. 9 klesne (čárkovaná křivka). Je patrné, že tato křivka tvoří dolní mez pro dosažitelné ochlazení a má tedy praktický význam: voliti takovou látku, u níž je vzájemná interakce molekulárních magnetických momentů co možná malá. Této podmínce vyhovují zejména paramagnetické kamence, u nichž jsou magnetické momenty „zředěny“ přítomností řady jiných atomů v molekule (na př. chromitý kamenec  $K_2SO_4Cr_2(SO_4)_3 \cdot 24H_2O$ ).

S touto látkou dosáhli DE HAAS, WIERSMA a KRAMERS [6] „rekordní“ teploty  $0,0044^\circ K$  při demagnetisaci z původních  $24100$  Oe na  $1$  Oe a původní teplotě  $1,17^\circ K$ .

Měření teploty je zde obtížné, protože nelze již použít ani plynového teploměru (napětí par helia je příliš nízké), ani odporových teploměrů (odpor se již prakticky nemění). Za míru teploty lze brát změnu susceptibility, je však zapotřebí předpokládat platnost určitého zákona pro její závislost na teplotě. Ukazuje se, že u některých látek vyhovuje CURIEŮV-DEBYEHO-BRILLOUINŮV zákon uspokojivě až k teplotám řádově  $10^{-2}^\circ K$ . Susceptibilitu samu lze pak měřit buď dynamometricky, podle síly, jakou je preparát vtahován mezi póly elektromagnetu, nebo některou z běžných indukčních method, používaných pro ferromagnetické látky.



Obr. 9. Závislost entropie na teplotě u paramagnetické látky.

V praxi je použití demagnetizační metody dosti omezeno. Silná magnetická pole lze realizovat jen v poměrně malém prostoru mezi póly, vzdálenými několik málo cm. Nezbytné DEWAROVY nádoby zmenšují užitečný prostor do té míry, že zřídka lze užít většího množství soli než asi 50 cm<sup>3</sup>. Chladicí kapacita je pak ovšem poměrně malá a lze provádět většinou jen taková měření, při kterých se do ochlazené soli nepřivádí žádné teplo zvenčí. Tak na př. SIMON se spolupracovníky objevili supravodivost hliníku a kadmia tím, že smísili granulovaný kov s paramagnetickou solí a potom měřením zvenčí určovali magnetické chování směsi. Podobně dokázali, že měď, stříbro, železo a nikl se nestávají supravodiči ani při 0,05° K. Analogie s chlazením pomocí adiabatické expanse vede k přesvědčení, že také tento proces lze upravit cyklicky a tím dosáhnout prakticky významného chladicího výkonu.

\*

**Physics of Low Temperatures. Part-I.: Methodes of Cooling.** While studying physical effects at very low temperatures a number of interesting effects of fundamental importance for explanation of some properties of matter was observed. Therefore the whole effort of experimental physicists working in this field has tend towards reaching very low temperatures. These three methods can be used for cooling:

- a) taking away the heat by means of latent heat of saturated vapor of liquid gas;
- b) the adiabatic expansion of compressed gas;
- c) by means of Joule-Thomson effect.

These three methods of cooling and their results are described in this article.

#### LITERATURA.

- [1] S. C. COLLINS: Rev. Sci Instr., 1947, 157.
  - [2] W. H. KEESOM: Helium; Elsevier Publishing Co., 1942.
  - [3] W. F. GIAUQUE: J. Amer. Chem. Soc., 49, 1927, 1864.
  - [4] P. DEBYE: Ann. Phys.; 81, 1926, 1154.
  - [5] W. F. GIAUQUE a MAC DOUGALL: Phys. Rev., 43, 1933, 768.
  - [6] Comm. Leiden, Suppl. 81c, 1935.
- M. a B. RUHEMANN: Low Temperature Physics, Cambridge, University Press, 1937.  
 E. F. BURTON, H. G. SMITH a J. O. WILHELM: Phenomena at the temperature of liquid helium, 1940.  
 J. A. VAN LAMMEREN: Technik der tiefen Temperaturen, Berlin, Springer, 1941.

## NĚKOLIK POZNÁMEK K ROZPTYLU NEUTRONŮ V MODERÁTORECH.

Dr VILÉM SANTHOLZER, Praha.

1. Rozptyl, t. j. změna rychlosti neutronů co do směru i velikosti, nastává při průchodu neutronů hmotou srážkami s jádry atomů. Pokud energie neutronů nepřesahuje asi 10 MeV, je možno srážky neutronů s jádry považovat za dokonale elastické a snadno odvodit základní