

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Jarmila Dlouhá

Supravodivost a její použití — kryotron

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 4 (1959), No. 2, 179--194

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138692>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1959

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>

Třebaže tedy materiál zde uvedený zdaleka nevyčerpává tematiku a výsledky radiospektroskopie, je z něho jistě zřejmé, že jde o nový, dnes již velmi rozsáhlý obor fyziky, s velkými možnostmi aplikace v technické praxi.

#### Literatura

J. Stránský, *Základy radiotechniky*.

W. Gordi, W. Smith, R. Tambarulo, *Radiospektroskopie*, Moskva 1955.

C. H. Townes, A. L. Shawlow, *Microwave spectroscopy*, New York 1955.

## SUPRAVODIVOST A JEJÍ POUŽITÍ — KRYOTRON

JARMILA DLOUHÁ, *katedra teoretické fyziky matematicko-fyzikální fakulty KÚ*

### I. Úvod

Rozvoj kvantové mechaniky a experimentální techniky v posledních dvaceti letech umožnily rozvoj fyziky nízkých teplot, která byla pro experimentální i teoretické obtíže dlouho zanedbávána. Byly vypracovány metody dosažení i měření nízkých a velmi nízkých teplot, jejichž přehled podal v tomto časopise M. Koláč<sup>1)</sup>, a pozorována řada nečekaných jevů. Důkladným teoretickým rozbohem se ukázalo, že se při nízkých teplotách projevují kvantové jevy v makroskopickém měřítku. Proto k fyzice nízkých teplot obrátilo svou pozornost nejen mnoho experimentálních fyziků, ale i teoretiků, kteří zde mají možnost jak přímého ověření řady oborů moderní teoretické fyziky, tak i širokou oblast dosud neobjasněných jevů a problémů jejich vzájemných souvislostí. Zmizely klasičtí fyzikou předpokládané divergence při teplotě 0 °K a absolutní nula — ač nedosažitelná — se stala výchozím bodem pro výpočet entropie a jiných fyzikálních veličin.

Problémy fyziky nízkých teplot můžeme rozdělit na několik oborů, z nichž nejrozsáhlejší jsou supratekutost a supravodivost. Prvá byla objevena roku 1938 akademikem Kapicou [8] a díky specifickým vlastnostem Boseho statistiky vysvětlena již roku 1947 akademikem Bogoljubovem [9]. Supravodivost objevené Kamerlingh-Onnesem roku 1911 [10] se dostalo řádného teoretického objasnění teprve koncem roku 1957 opět akademikem Bogoljubovem [11].

Supratekutosti se týkala stať akademika Andronikašviliho<sup>2)</sup>, a proto tento článek pojedná stručně jen o supravodivosti, především o jejím použití aby ukázal neoprávněnost názoru, že tato oblast fyziky nemá praktického uplatnění. Po shrnutí hlavních výsledků experimentálního studia supravodivosti se tento článek zabývá možnostmi aplikace supravodičů v laboratorním provozu a seznamuje čtenáře s nejzajímavějším použitím supravodivosti — s kryotonem. Mikroskopické teorie supravodivosti nejsou do této práce zahrnuty, neboť budou později předmětem samostatného pojednání a k pochopení uvedených aplikací supravodivosti nejsou nezbytné.

<sup>1)</sup> Koláč M., *Pokroky MFA III* (1958), 575.

<sup>2)</sup> Andronikašvili E. L., *Pokroky MFA I* (1956), 269.

## II. Supravodivost

### 1. Základní pojmy.

Jedním z prvních měření, která prováděl Kamerlingh-Onnes po úspěšném zkaplání helia, bylo měření odporu při nízkých teplotách. Přitom bylo zjištěno, že při určité teplotě klesá odpor rtuti při změně teploty o  $0,01\text{ }^\circ\text{K}$  na neměřitelně malou hodnotu. Později byl též jev zjištěn i u olova a cínu. Dostal název supravodivost a teplota, při níž dochází ke změně vodivosti — kritická teplota  $T_k$ . Dnešní definice supravodiče je širší — k požadavku vymezení odporu přistupuje druhá podmínka — nulová magnetická indukce; o tom pojednává podrobněji odst. 3.

Aby mohl být změřen odpor supravodičů, pro jehož určení je přímá metoda málo citlivá, použil Kamerlingh-Onnes prstencovitého vodiče ze supravodivého materiálu (např. olova), indukoval v něm silný proud a z jeho úbytku usuzoval na odpor. Podobný pokus opakoval v roce 1954 Collins [12]; přes dva roky tekl v supravodivém prstenci proud několika set ampérů, aniž by byl zjištěn měřitelný pokles proudu. Je tedy vidět, že odpor supravodiče je při podkritické teplotě neměřitelně malý, kdežto při teplotě málo převyšující kritickou teplotu má odpor vodiče konečnou hodnotu (asi  $10^{-1}$  až  $10^{-3}$  hodnoty odporu při pokojové teplotě).

Od té doby byl měřen při nízkých teplotách odpor mnoha prvků, sloučenin a slitin; supravodivost byla dosud zjištěna u 21 prvků a u celé řady slitin a sloučenin, při čemž se kritické teploty pohybují od  $0\text{ }^\circ\text{K}$  do  $23\text{ }^\circ\text{K}$  (tab. 1).

Tabulka 1

Prvek	Nb	Pb	Ta	Hg	Sn	In	Tl	Ti	Al	Zn	Cd
$T^0$ (K)	9,22	7,26	4,38	4,12	3,69	3,37	2,38	1,81	1,14	0,79	0,54

Měření na monokrystalech ukázala, že přechod z normálního do supravodivého stavu nastává pravděpodobně zcela nespojitě, kdežto hrubozrnný polykrystal má již určitý interval přechodu a jemnozrnný polykrystal má širší interval přechodu. Je však řada kovů, které nejsou supravodivé ani při teplotě  $0,05\text{ }^\circ\text{K}$ . Je zajímavé, že právě kovy, které jsou při pokojové teplotě horšími vodiči (např. Nb, Pb, Ta aj.), se stávají při poměrně vysokých teplotách (nad  $4\text{ }^\circ\text{K}$ ) supravodivými, kdežto u dobrých vodičů, jako je Cu, Ag a Au nebyla supravodivost dosud zjištěna. Dále je pozoruhodné, že mezi dosud objevenými supravodiči není ani jedno ferromagnetikum [13]; zdá se však, že tento jev souvisí se spontánní magnetisací ve ferromagnetiku a že není důvod zásadně zavrhnout existenci supravodivých ferromagnetik. Byly již navrženy tvary vzorků [14], [15], u nichž se dá očekávat objevení supravodivosti.

### 2. Kriteria supravodivosti.

Uvedená fakta vedou k problému najít kritérium, podle něhož by se dalo rozhodnout o určitém prvku, je-li při nízkých teplotách supravodivý či nikoli, případně určit jeho kritickou teplotu. V periodické soustavě prvků najdeme sice supravodivé prvky ve dvou hlavních skupinách, ale ukazuje se, že supra-

vodivost závisí na elektronové struktuře krystalové mřížky a nikoli na podstatě atomů. Národným dokladem tohoto tvrzení je příklad cínu, kdy bílý cín (tetragonální) je při teplotách menších než  $3,69^\circ\text{K}$  supravodivý, kdežto u šedého cínu (kubického) nebyla zjištěna supravodivost ani při teplotě  $1,2^\circ\text{K}$ .

Kriteria supravodivosti různých autorů se od sebe značně liší. Za rozhodující je podle jedněch fyziků považována hodnota Hallovy konstanty a elektrické vodivosti prvku při pokojové teplotě, podle jiných počet stupňů volnosti elektronů [16], podle dalších počet valenčních elektronů připadajících na atom [17], [18] nebo velikost objemů vodivých elektronů. Všechna tato kritéria jsou však jen empirická a žádná z nich plně nevyhovuje.

U slitin a sloučenin jsou poměry ještě mnohem složitější, neboť supravodivost ovlivňuje nejen složení látky, ale i vzájemný poměr složek. Supravodivost byla zjištěna jak u slitin a sloučenin, jejichž aspoň jedna složka je supravodivá, tak i u některých látek bez jakékoli příměsi supravodiče. Zatím co z prvků byla zjištěna supravodivost jen u kovů, jsou supravodivé i mnohé sulfidy, karbidy a pod., které sice vykazují kovový charakter, ale při vyšších teplotách se jejich odpor liší od kovového. Z těchto sloučenin jsou nejdůležitější sloučeniny niobu, neboť mají nejvyšší kritickou teplotu (od  $10$  do  $23^\circ\text{K}$ ), a tím dávají možnost práce se supravodiči i bez kapalného helia.

Rada fyziků hledala rys, který by určil supravodič při teplotě vyšší, než je teplota kritická; zdá se, že jediná možnost je ve studiu chování termoelektrické síly. Mezi supravodiči sice neexistuje termoelektrické napětí, ale těsně nad bodem přechodu se začínají termoelektrické vlastnosti supravodičů odchylovat charakteristickým způsobem od chování normálních vodičů.

K určení kritické teploty nebyl do nedávna nalezen žádný zákon, byla pouze zjištěna souvislost teploty různých izotopů téhož prvku [19] ve tvaru

$$M^p \cdot T_k = \text{konst.},$$

kde  $M$  je atomová hmotnost prvku a exponent  $p \doteq 0,5$  (u cínu je  $p = 0,46$ ; u olova je  $p = 0,73$ ).

U dané látky se však dá kritická teplota ovlivnit v obou směrech: zvýšení se dosahuje mechanickým napětím nebo přidáním vhodné příměsi [20], kdežto snížení kritické teploty působí magnetické pole (a tím i průchod elektrického proudu).

Velkého úspěchu při řešení uvedených problémů dosáhl Bogoljubov [11], jehož nedávno uveřejněná teorie supravodivosti umožňuje ve svém dalším rozvinutí [21] stanovit, bude-li kov určitého složení při nízkých teplotách supravodičem či nikoli, a vypočítat nejen jeho kritickou teplotu, ale i její závislost na vnějším magnetickém poli.

### 3. Magnetické pole v supravodiči.

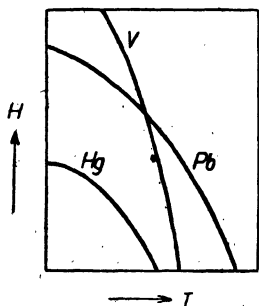
Brzy po objevení supravodivosti zjistil Kamerlingh-Onnes, že supravodivost při silnějších magnetických polích nebo při větších elektrických prouděch protékajících vzorkem mizí a ve vodiči se opět objevuje odpor. Tento přechod nastává u čistých vzorků v podélném magnetickém poli skokem při teplotách nižších než je  $T_k$ . Minimální intenzita pole, při níž dochází při dané teplotě k rozrušení supravodivosti, se nazývá prahová intenzita magnetického pole. Protože u řady látek existuje určitý interval přechodu, definuje se pro všechny látky jako prahová intenzita  $H_c$  magnetického pole taková intenzita, při níž nabývá odpor poloviční hodnoty odporu v normálním stavu při téže

teplotě. S klesající teplotou prahová intenzita roste; teplotní závislost prahové intenzity jmenujeme prahovou křivkou. Je to, jak vidíme na obr. 1, v dobré aproximaci parabola s rovnicí

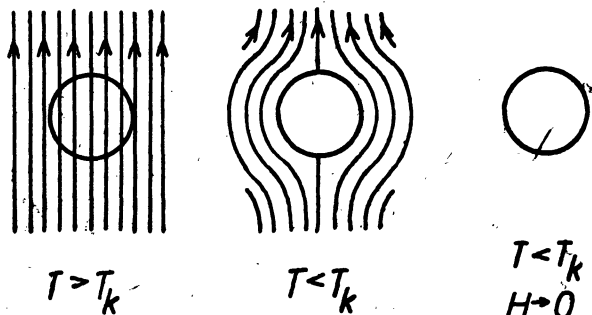
$$H_k = a(T_{k0}^2 - T^2), \quad (1)$$

kde  $a$  je materiálová konstanta a  $T_{k0}$  je kritická teplota při nulovém vnějším magnetickém poli.

Tato křivka představuje ve fázovém diagramu rozhraní mezi normální a supravodivou fází. Podle hodnoty konstanty  $a$  v rovnici (1) je parabola buď plošší, což nastává u tzv. magneticky měkkých látek jako je např. Pb, Hg a Sn, u nichž stačí k rozrušení supravodivosti pole o intenzitě mezi 10 a 100 Oe,



Obr. 1. Prahové křivky supravodičů.



Obr. 2. Chování supravodiče v magnetickém poli.

nebo je parabola strmější — u tzv. magneticky tvrdých látek, jako je Nb a Ta, u nichž jsou k rozrušení supravodivosti nutná pole intenzity 1000 až 2500 Oe. V příčném magnetickém poli vymizí supravodivost, je-li intenzita rovna polovině prahové intenzity v poli podélném. Všeobecně jsou v příčném poli poměry mnohem složitější než v poli podélném.

Podobně může dojít k rozrušení supravodivosti při teplotě nižší než je teplota kritická, prochází-li supravodičem elektrický proud. Se stoupající intenzitou posouvá se  $T_k$  blíže k absolutní nule.

Měření se supravodivými dráty různých průměrů ukázala, že se na povrchu drátu vytváří magnetické pole intenzity  $H$ , pro kterou platí v soustavě MKSA:

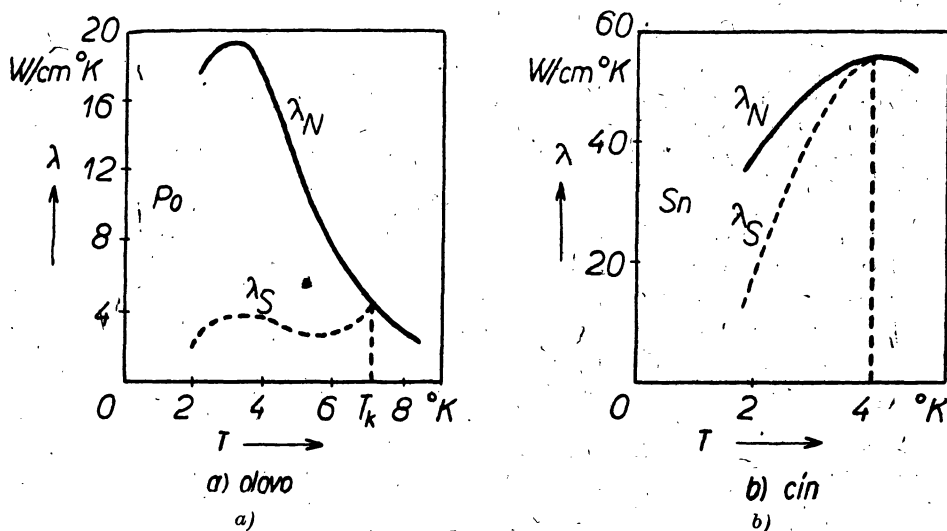
$$H = \frac{I}{\pi d}, \quad (2)$$

kde  $d$  je průměr vodiče a  $I$  je intenzita proudu, který jím prochází.

Velké překvapení přinesla do představ o supravodičích měření Meissnerova a Ochsenfeldova [22], která ukázala, že jednoduše souvislé těleso ze supravodivého materiálu se chová ve vnějším magnetickém poli o intenzitě menší než prahová intenzita jako dokonale diamagnetické těleso s permeabilitou  $\mu = 0$ . Je tedy uvnitř supravodivého tělesa v tomto případě magnetická indukce  $B = 0$  (obr. 2) a susceptibilita  $\chi = -\frac{1}{4\pi}$ . Tento jev trvá až do překročení prahové křivky, kdy se magnetická indukce změní skokem na hodnotu  $B = H$ . Ideálního Meissnerova efektu se však dosahuje jen u čistých vzorků. Při tom diamagnetismus supravodiče nezávisí na tom, jakým způsobem se těleso dostalo do supravodivého stavu — zda ochlazením při konstantním

magnetickém poli intenzity  $H < H_k$ , nebo poklesem intenzity vnějšího magnetického pole pod prahovou hodnotu při konstantní teplotě. Druhý případ se dal vysvětlit z Maxwellových rovnic při nekonečné vodivosti supravodivého tělesa, kdy se na povrchu tohoto dokonalého vodiče indukují tzv. ochranné proudy. Tak se dlouho předpokládalo, že se magnetické vlastnosti supravodiče dají odvodit z nekonečné vodivosti a vymizení odporu bylo jediným postulátem pro supravodič. Teprve Meissnerův efekt si vynutil druhý postulát — nulovou hodnotu magnetické indukce uvnitř supravodiče.

Řada nových prací však ukazuje, že magnetické pole i proud pronikají poněkud pod povrch supravodiče. Hloubkou pronikání se pak definuje vzdále-



Obr. 3. Teplotní závislost tepelné vodivosti olova a cínu.

nost, při níž se hodnota intenzity magnetického pole zmenší na  $e^{-1}$ -ou část hodnoty na povrchu supravodiče. Hloubka pronikání je řádově velikosti  $10^{-5}$  cm a s růstem frekvence se zvětšuje.

#### 4. Tepelná vodivost.

Měření tepelné vodivosti  $\lambda$  v supravodiči je velmi obtížné, proto dosud o ní existuje málo údajů a naměřené hodnoty jsou značně nepřesné. Vedení tepla v kovu závisí podobně jako vedení elektrického proudu na chování volných elektronů.

Při vyšších teplotách platí Wiedemannův-Franzův zákon

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \text{konst} \cdot T,$$

kde  $\lambda$  je tepelná vodivost uvažované látky a  $\sigma$  je její elektrická vodivost.

Měření tepelné vodivosti při nízkých teplotách byla prováděna jednak v supravodivém stavu, jednak v normálním stavu, a to jak v oblasti teplot o něco vyšších než je kritická teplota, tak i při teplotách nižších, ale při intenzitách magnetického pole převyšujících prahovou intenzitu. Výsledky měření pro olovo a cín jsou vyneseny v obr. 3a, b.

Ukázalo se, že v supravodiči Wiedemannův-Franzův zákon neplatí. Ačkoli je tepelná vodivost v supravodivém stavu menší než v normálním, není tento rozdíl tak veliký, jako u elektrické vodivosti a závisí na užitém kovu. Tepelná vodivost v normálním stavu je v celém zkoumaném oboru spojitou funkcí teploty, kdežto tepelná vodivost supravodičů se začíná při kritické teplotě od tohoto průběhu odchylovat, při kritické teplotě nenastává nespojitost, ale odchylka je, u některých kovů postupná, u jiných náhlá. U čistých prvků roste s klesající teplotou podíl obou tepelných vodivostí až do hodnot řádu  $10^5$ . U některých slitin nebo předpjatých (tj. mechanicky namáhaných) kovů je však tepelná vodivost normálního stavu menší než tepelná vodivost supravodivého stavu a velikost i znaménko rozdílu vodivostí se u slitin mění podle koncentrace složek; neexistuje však látka, u níž by křivka teplotní závislosti tepelné vodivosti supravodivého stavu splynula s křivkou teplotní závislosti tepelné vodivosti normálního stavu, nýbrž obě křivky mají při  $T < T_c$  společný nejvýše jeden bod. To ukazuje na existenci dvou procesů s různými teplotními závislostmi. Podle Mendelssohna [23] je jedním z nich přechod vodivých elektronů do supravodivého stavu, v němž nevysílají fonony, a druhým je zvětšení vodivosti mřížce; k tepelné vodivosti látky pak přispívá tepelná vodivost elektronů i vodivost mřížce. V souhlase s touto myšlenkou jsou i výsledky měření teplotní závislosti tepelné vodivosti kovů a slitin v příčných a podélných magnetických polích různých intenzit [24], [25], [26].

### 5. Další vlastnosti supravodičů.

Supravodivost je potlačována i vysokofrekvenčním střídavým proudem. Pipardova měření na cínu ukázala, že průchod střídavého proudu o frekvenci nižší než  $10^7$  Hz nemá vliv na supravodivý stav vzorku. Ale již při frekvencích řádu  $10^8$  Hz se začíná objevovat odpor, který s rostoucí teplotou roste a při kritické teplotě navazuje jeho teplotní závislost spojitě na teplotní závislost odporu v normálním stavu. Při frekvencích  $10^9$  Hz činí jeho hodnota v okolí absolutní nuly asi  $10^{-3}$  až  $10^{-2}$  hodnoty odporu při  $T_c$  a s rostoucí frekvencí roste, až při frekvencích kolem  $10^{13}$  Hz supravodivost úplně mizí.

Dále bylo sledováno šíření ultrazvuku v supravodičích při frekvencích  $10^7$  Hz. Ukázalo se, že rychlost ultrazvuku se při přechodu z normálního do supravodivého stavu nemění, zato se značně mění pohlcování. Jeho teplotní závislost se podobá teplotní závislosti tepelné vodivosti supravodiče a pohlcování ultrazvuku se mění s druhou mocninou frekvence a při zrušení supravodivosti magnetickým polem jeví hysteresi [27], [28].

Přechod z normálního do supravodivého stavu je provázen změnou elastických konstant [29]; mění se rozměry vzorku [30] a naopak stlačování a roztahování vzorku ovlivňuje kritickou teplotu [31].

Při popisu supravodivosti byly vynechány ty jevy, o nichž existuje zatím málo údajů nebo se údaje jednotlivých autorů liší, případně byla prováděna měření jen na jednom či dvou prvcích.

### 6. Termodynamika supravodičů.

Uvažujme kousek čistého supravodivého kovu takového objemu, že při průchodu prahovou křivkou jsou siločáry úplně vypuzeny z tohoto objemu. Protože se dá předpokládat, že přechod mezi supravodivým a normálním stavem je při konstantní teplotě a proměnném magnetickém poli nebo při

proměnné teplotě a konstantním magnetickém poli vratný, můžeme pro tento přechod odvodit jednoduché termodynamické vztahy. Označme intenzitu magnetického pole  $H$ , magnetizaci vzorku  $J$ , vnitřní energii jednoho mólu  $U$ , entropii  $S$ , Gibbsův termodynamický potenciál  $G$  a objem  $V$ ; indexy znamenají:  $s$  — hodnotu veličiny v supravodivém stavu,  $N$  — v normálním stavu a  $k$  — na prahové křivce.

Pro jeden mol považované látky v magnetickém poli je Gibbsův termodynamický potenciál dán vztahem

$$G = U - HS - TS. \quad (3)$$

Diferencováním rovnice (3) a použitím kombinace první a druhé věty termodynamické ve tvaru  $T dS = dU - H dJ$  dostaneme

$$dG = -J dH - S dT.$$

Při průchodu prahovou křivkou se  $G$  nemění, a proto platí pro přechod z normálního do supravodivého stavu (nebo naopak):

$$dG_N = dG_S,$$

a je tedy

$$-J_N dH_k - S_N dT = -J_S dH_k - S_S dT.$$

Upravou dostaneme

$$S_N - S_S = -(J_N - J_S) \frac{dH_k}{dT}.$$

Při průchodu prahovou křivkou se magnetizace uvažovaného vzorku změní o  $\frac{H_k}{4\pi} V$  a rozdíl entropie obou fází je

$$S_N - S_S = -\frac{H_k}{4\pi} \frac{dH_k}{dT} V. \quad (4)$$

Z rovnice (4) je patrné, že k určení rozdílu entropie stačí pouze magnetické měření.

Jak jsme viděli na obr. 1, je směrnice prahové křivky vždy záporná, a proto musí být  $S_N \geq S_S$ . Rovnost platí při kritické teplotě a při absolutní nule.

Teplotní závislost entropie elektronů v supravodivém a normálním stavu ukazuje obr. 4. Nejzajímavější vlastností této křivky je lineární závislost rozdílu  $S_N - S_S$  na teplotě v blízkosti absolutní nuly.

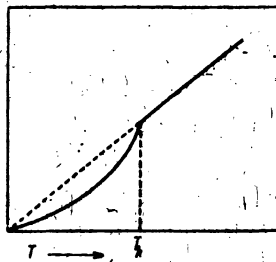
Latentní teplo přechodu  $L$  vypočteme ze vztahu

$$L = T(S_N - S_S) = -\frac{TH_k}{4\pi} \frac{dH_k}{dT} V. \quad (5)$$

Z rovnice (5) vidíme, že přechod z normálního do supravodivého stavu nebo naopak je fázovým přechodem I. druhu ( $L \neq 0$ ) s výjimkou přechodu při kritické teplotě a při absolutní nule, kdy je  $L = 0$  a kdy jde o fázový přechod II. druhu.

Pro rozdíl specifických tepel obou fází platí

$$C_N - C_S = T \frac{d}{dT} (S_N - S_S) = -\frac{TV}{4\pi} \left[ \left( \frac{dH_k}{dT} \right)^2 + H_k \frac{d^2 H_k}{dT^2} \right]. \quad (6)$$



Obr. 4. Teplotní závislost entropie elektronů v supravodivém a normálním stavu.



Při kritické teplotě nabývá rozdíl specifických tepel v rovnici (6) hodnoty

$$(C_N - C_S) T_k = - \frac{T_k V}{4\pi} \left( \frac{dH_k}{dT} \right)_{T_k}^2 \quad (7)$$

Kritická teplota se tedy vyznačuje tím, že při ní neexistuje latentní teplo přechodu a specifické teplo jeví nespojitost, která souvisí se strmostí prahové křivky.

Všechny tyto termodynamické úvahy byly experimentálně plně ověřeny.

### 7. Supravodivost a uspořádanost.

V minulém odstavci jsme viděli, že v teplotním intervalu od absolutní nuly do kritické teploty je stále entropie elektronů v supravodivém stavu menší než entropie elektronů v normálním stavu. To znamená, že v supravodiči existuje větší uspořádanost než v normálním vodiči. Jedním z projevů nového typu uspořádanosti je bezodporový tok elektrického náboje supravodičem. Jak vidíme z prahové křivky, ubývá s rostoucí teplotou elektronů, které procházejí supravodičem bez rozptylu, což je v soulase s teplotním růstem entropie supravodivého stavu. Je to způsobeno postupnými excitacemi supravodivých elektronů na vyšší energetické hladiny; excitované elektrony se již supraproudu nezúčastňují. Protože elektrony v základním (supravodivém) a excitovaném (normálním) stavu vyhovují různým elektrodynamickým rovnicím, dají se v supravodičích provést experimenty, které se týkají jen jednoho stavu elektronů (např. dlouhotrvající proud), a tím lze u obou stavů elektronů změřit entropii. Taková měření entropie, která je přenášena supraproudem, ukázala, že proud elektronů mění rozložení teploty v supravodiči. Tento tzv. Thomsonův jev se dá v normálním stavu kovů těžko pozorovat, neboť je ve srovnání s Jouleovým teplem malý, ale v supravodiči je jeho sledování snadnější. Thomsonův jev je charakterisován koeficientem, z jehož určení plyne, že entropie přenášena supraproudem je nulová i při nenulové absolutní teplotě. To tedy znamená, že i při konečné teplotě (ovšem menší než je kritická teplota) je soubor supravodivých elektronů dokonale uspořádan; zdánlivý spor s třetí větou termodynamickou odpadne, uvážíme-li, že supravodivé elektrony jsou promíchány s normálními a oba typy nelze prostorově oddělit, takže při nenulové absolutní teplotě je entropie celého systému elektronů nulová. Blíží-li se teplota supravodiče 0 °K, ubývá normálních elektronů a při teplotě absolutní nuly jsou všechny elektrony systému, který je ve vnitřní rovnováze, v supravodivém stavu, a tudíž entropie systému je ve shodě s Nernstovou větou rovna nule.

### III. Použití supravodivosti

Neměřitelně malý odpor, který mají supravodiče, poskytuje celou řadu možností uplatnění supravodivosti. Původní experimentální obtíže jsou již do značné míry překonány v důsledku zdokonalení a většího rozšíření vodíkových a heliových zkapalňovačů, jakož i objevením supravodivosti při teplotách kapalného vodíku. V posledních dvaceti letech se rozšířily možnosti práce se supravodiči a již od roku 1941 se setkáváme v laboratorním provozu s několika zajímavými aplikacemi supravodivosti.

Je to především silný permanentní magnet, který sestrojil po prvé Justi [32]. Používá Kamerlingh-Onnesovy myšlenky o dlouhotrvajícím proudu. Autor indukoval v prstenci z NbN (jeho  $T_k$  je udávána v rozmezí od 16,8 do

23 °K) při teplotě 10 °K proud 500 A a při nepatrné spotřebě energie získal výkonný magnet.

Původně k válečným účelům byly sestrojeny supravodivé bolometry [12], které jsou velmi citlivé, zvláště v infračervené oblasti spektra. Mají totiž malou tepelnou kapacitu a jejich citlivost se dá značně zvýšit, použije-li se ke konstrukci takového bolometru látek se strmým přechodem mezi normálním a supravodivým stavem, neboť pak malý teplotní rozdíl vyvolá velkou změnu odporu.

Dále byl sestrojen rozhlasový přijímač se supravodiči [33], který používá nelineární změny odporu s teplotou na začátku nebo na konci přechodu ze supravodivého do normálního stavu k demodulaci slabých vysokofrekvenčních proudů.

Nejznámější použití supravodivosti je adiabatická magnetisace supravodičů [34], která umožňuje dosažení teplot od 0,1 do 1, °K. Chlazení supravodiči je založeno na existenci rozdílu entropie supravodičů v normálním a supravodivém stavu.

Supravodivý galvanometr [35] se vyznačuje velkou citlivostí: měří i napětí  $10^{-12}$  V ( $10^{-5}$  A při  $10^{-7}$  Ω); skládá-li se vinutí galvanometru jen z mála závitů olověného drátu, dá se dosáhnout malé časové konstanty přístroje. Magnetické vlastnosti supravodičů dovolují kromě toho dokonalé odstínění galvanometru od vnějšího magnetického pole supravodivým krytem. Odstiňování vnějších magnetických polí pomocí supravodičů se s výhodou používá i při jiných měřeních.

Supravodivý tepelný vypínač [36] využívající nízké hodnoty poměru tepelných vodivostí v supravodivém a normálním stavu (např. u olova je jeho hodnota asi  $10^{-5}$ ) se používá zatím hlavně při dvoustupňové adiabatické demagnetisaci, kde zaručuje dobrou tepelnou izolaci ochlazeného systému.

V nedávné době bylo poukázáno na možnost sestrojení galvanomagnetických nízkofrekvenčních zesilovačů [37], [38], [39], které pracují jak se supravodiči tak i s normálními vodiči. Jejich velkou předností je minimální šum.

Dosud nejlepšího technického uplatnění dostalo se supravodivosti v kryotronu, kterému bude pro jeho zajímavost věnována další část tohoto článku.

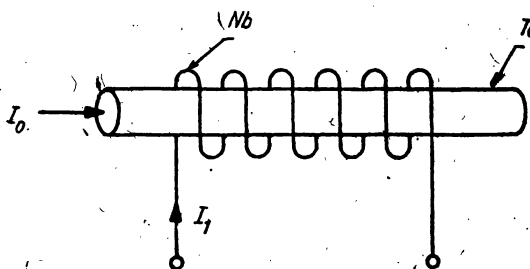
## IV. Kryotron

### 1. Popis.

Kryotron je velmi jednoduchý přístroj, založený na rozrušení supravodivosti magnetickým polem protékajícího proudu. [7], [12], [40], [41]. Jeho základní provedení ukazuje obr. 5. Jádro tvoří 3 cm dlouhý přímý tantalový drát o průměru asi 0,2 mm, kolem něhož je navinuta jedna vrstva izolovaného drátu z niobu o průměru asi 80 μ. Hustota závitů je přibližně 100 závitů na 1 cm. Celý přístroj je ponořen do kapalného helia při normálním tlaku. Volba látek ke konstrukci kryotronu není nahodilá; oba prvky jsou při teplotě kapalného helia supravodivé a magneticky tvrdé. Niob má výhodu v tom, že umožňuje vytažení pevných tenkých drátů. Z tabulky 1 vidíme, že zatím co Nb má vysokou kritickou teplotu (přes 8 °K), a je proto při teplotě volně vráceného helia (tj. 4,2 °K) ve stabilním supravodivém stavu, má Ta kritickou teplotu 4,4 °K, takže při teplotě 4,2 °K stačí slabé magnetické pole (asi 40 Oe) k tomu, aby tantalový drát přešel ze supravodivého do normálního stavu. Takové magnetické pole vytváří proud v niobovém drátě. Tantalový drát tvoří tzv. základní obvod kryotronu a niobový drát tzv. řídicí obvod.

Jakmile prochází řídicím obvodem proud, vzniká magnetické pole, které při vhodné volbě intenzity  $I_1$  působí rozrušení supravodivosti základního obvodu. Intenzita řídicího proudu se určuje ze vztahu (2) ve tvaru  $H_k = I_1/\pi d$ , kde v případě popsaného kryotronu je  $H_k$  prahová intenzita magnetického pole tantalu při teplotě 4,2 °K,  $d$  je průměr tantalového drátu a  $I_1$  hledaná intenzita proudu.

K vytvoření pole 40 Oe nutného k přechodu tantalu ze supravodivého do normálního stavu stačí proud 0,2 až 0,3 A. Proud  $I_0$ , tekoucí v základním obvodu, je omezen magnetickým polem, jež sám vytváří. Pro tantal je nejvhodnější volit jeho intenzitu v rozmezí od 0,5 do 1, — A. Takový proud je podstatně menší než proud, který by vyvolal zánik supravodivosti v řídicím obvodu. Řídicí vinutí je tedy bezodporové a tím i bezztrátové.



Obr. 5. Základní provedení kryotronu.

Proudové zesílení  $K$  kryotronu definované jako poměr magnetického pole způsobeného řídicím proudem k magnetickému poli vyvolanému základním proudem na povrchu tantalového drátu je dáno vztahem

$$K = \frac{\pi d N}{l} \quad (8)$$

kde  $d$  je průměr tantalového drátu a  $N/l$  je hustota závitů niob. drátu.

Naměřené proudové zesílení je obvykle o něco menší než vypočtené, patrně vlivem zachování normálních oblastí na povrchových poruchách tantalového drátu. Aby jeden kryotron mohl řídit identický kryotron druhý, je nutné, aby bylo  $K > 1$ , což je záležitostí konstrukce kryotronu; při uvedených rozměrech je  $K \approx 7$ .

Maximální účinnosti dosahuje kryotron v případě, že se zatěžovací odpor rovná normálnímu odporu základního obvodu. Účinnost se pak určí ze vztahu

$$\eta = \frac{1}{f} \frac{R}{L} \left( \frac{I_1}{I_0} \right)^2 \quad (9)$$

kde  $f$  je frekvence pulsů v řídicím obvodu,  $R$  je normální odpor základního obvodu a  $L$  samoindukce řídicího vinutí.

V běžných schématech se zapojují velká množství identických kryotronů tak, že se základní proud jednoho kryotronu stává řídicím proudem druhého kryotronu a je tedy  $I_1 = I_0$ . Podle vztahu (9) je frekvence, při níž nabývá účinnost maximální hodnoty,  $f_{\max} = R/L$ , což je převrácená hodnota časové konstanty kryotronu. Z analýzy charakteristik kryotronu v závislosti na jeho geometrických rozměrech však vyplývá, že zmenšení časové konstanty kryotronu  $L/R$  vyvolává pokles proudového zesílení, a proto zvětšení pracovní rychlosti kryotronu vyžádá si asi větší konstrukční úpravy přístroje.

Z uvedeného vyplývá, že kryotrony mohou v řadě zapojení nahradit elektronky (nebo polovodiče). Přitom se používá drobných úprav základního provedení kryotronu, např. základní obvod je společný několika kryotronům aj.

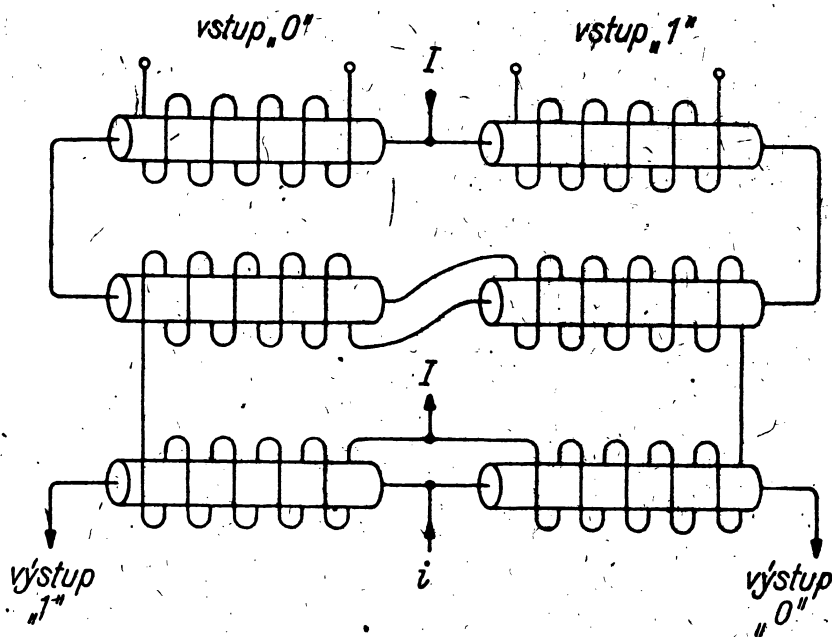
Z uvedeného vyplývá, že kryotrony mohou v řadě zapojení nahradit elektronky (nebo polovodiče), při čemž základní obvod kryotronu je analogií anodového obvodu a řídicí obvod analogií mřížkového obvodu vakuové elek-

tronky. Přitom se používá drobných úprav základního provedení kryotronu, např. základní obvod je společný několika kryotronům aj. [42]. Výhodou kryotronů je nezávislost jejich činnosti na směru proudu v základním i řídicím obvodu a malé ztráty (Jouleovo teplo  $I^2R$  vzniká jen při přechodu základního obvodu ze supravodivého do normálního stavu, jinak prochází proud jen supravodivou cestou).

Jednoduchý a téměř bezztrátový chod kryotronu je výhodný při použití kryotronů jako aktivního elementu logické paměti počítačích strojů.



Obr. 6. Základní prvek kryotronové paměti.



Obr. 7. Kryotronový paměťový obvod se zápisem a čtením zápisu.

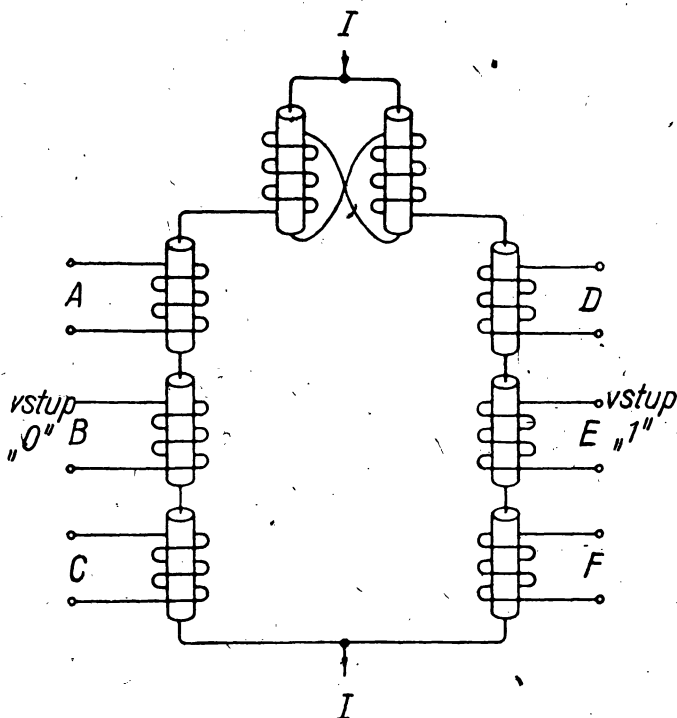
## 2. Použití kryotronu v počítačích strojích.

Použití kryotronu je založeno na tom, že každý element umožňuje, aby si proud vybral ze dvou či více cest jednu — supravodivou. Tou pak teče všechny proud a napětí je nulové s výjimkou okamžiků přepnutí.

Základním logickým prvkem libovolného schématu je takové spojení dvou kryotronů (obr. 6), kdy v místě vstupu prvního kryotronu a výstupu druhého kryotronu je základní drát každého kryotronu spojen s příslušným řídicím vinutím a druhé konce kryotronů jsou spojeny křížem, tj. řídicí obvod prvního

kryotronu je spojen se základním obvodem druhého kryotronu a podobně je řídicí obvod druhého kryotronu spojen se základním obvodem kryotronu prvního. Obě cesty proudu jsou zařazeny paralelně.

Protéká-li v určitém okamžiku proud jednou z možných větví, je druhá uzavřena, neboť v ní vlivem magnetického pole vznikl normální odpor, kdežto první cesta je supravodivá. Proud potoče touto větví tak dlouho, dokud nebude vnějším zásahem donucen téci druhou větví.



Obr. 8. Kryotronové zapojení „nebo“ na straně „0“ a „1“.

Uvedený prvek je vhodný k určení řádu čísla ve dvojkové soustavě: má dva stabilní stavy, které se dají v dvojkové soustavě nazvat „nulou“ a „jedničkou“ a podle toho, je-li blokována jedna či druhá větev, dá se určit připočtení žádného nebo jednoho impulsu.

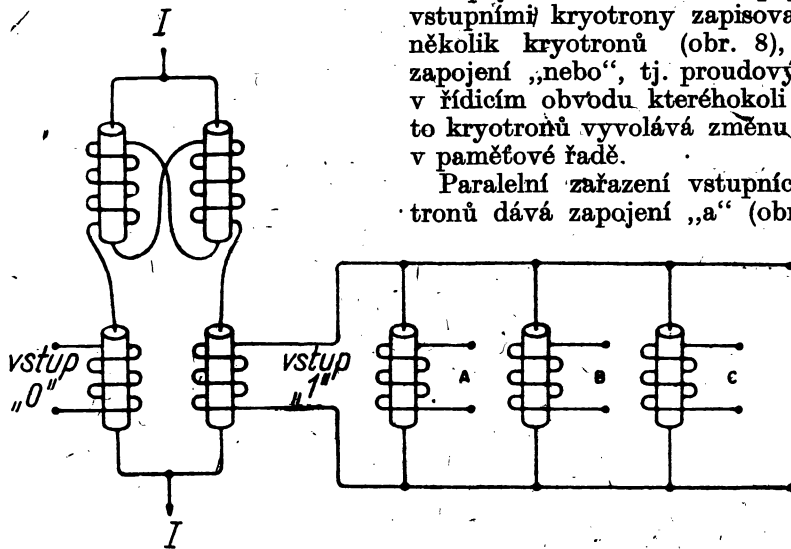
Základní logické schéma se zápisem „0“ a „1“ a se čtením tohoto zápisu používá šesti kryotronů (obr. 7). Prochází-li řídicím obvodem jednoho ze vstupních kryotronů proud, stává se příslušný základní obvod odporovým a proud  $I$  projde větví počínající středním drátem druhého kryotronu. Jakmile se proud na této cestě ustálí, je celá cesta začínající základním obvodem prvního kryotronu odporová, řídicí proud prvního kryotronu se může vypnout a proud  $I$  teče stále stejnou cestou. Ke změně stavu se musí vyslat proudový impuls do řídicího vinutí druhého kryotronu. Tento impuls rozruší supravodivost tantalového drátu v druhém kryotronu a obě cesty proudu  $I$  jsou nyní rovnocenné, odporové. Proud se proto větví,  $I/2$  protéká základním obvodem prvního a  $I/2$  základním obvodem druhého kryotronu. Intenzita proudu  $I$  je

volena tak, aby  $I/2$  bylo menší než intenzita proudu, nutná k rozrušení supra-  
 vodivosti tantalových vodičů. Ve střední — paměťové — řadě jsou tedy oba  
 základní obvody supravodivé a proud volí druhou možnou cestu, neboť prvá  
 je uzavřena odporem vstupního kryotronu.

Ke čtení slouží dvojice kryotronů ve spodní řadě schématu, z nichž jeden  
 je vždy odporový a druhý supravodivý. Tantalovými dráty těchto kryotronů  
 se propouští čtecí proud  $i$ , jenž určuje, který ze čtecích kryotronů je otevřen.

Zapojíme-li do série s popsány mi  
 vstupními kryotrony zapisovací řady  
 několik kryotronů (obr. 8), vzniká  
 zapojení „nebo“, tj. proudový impuls  
 v řídicím obvodu kteréhokoli z těch-  
 to kryotronů vyvolává změnu proudu  
 v paměťové řadě.

Paralelní zařazení vstupních kryo-  
 tronů dává zapojení „a“ (obr. 9), ke



Obr. 9. Kryotronové zapojení „a“ na straně „1“.

změně proudu v paměťové řadě musí přispět proudové impulsy všech vstup-  
 ních kryotronů na straně „0“ nebo „1“.

Další často užívané zapojení je kryotronový multivibrátor (obr. 10), v němž  
 jsou tři logická základní schémata  $A$ ,  $B$  a  $C$  zapojena tak, že výstupní kryo-  
 trony schématu  $A$  nutí schéma  $B$ , aby zaujalo stav opačný k  $A$ ,  $B$  nutí  $C$  do  
 stavu opačného k  $B$  a  $C$  nutí  $A$  do stavu opačného k  $C$ . Označíme-li v obr. 10  
 jako „nuly“ vedení horními vstupními kryotrony a „jedničky“ vedení dolními  
 vstupními kryotrony, dostaneme posloupnost stavů multivibrátorů, kterou  
 udává tab. 2:

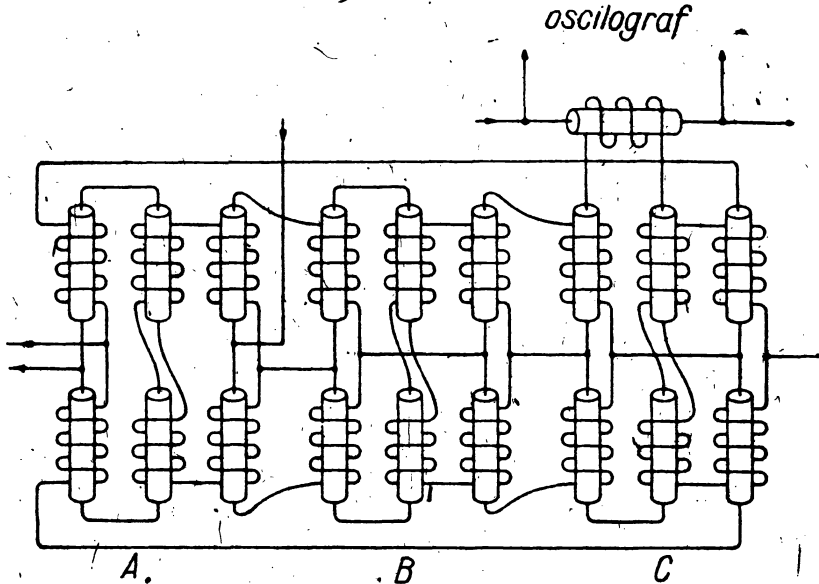
Tabulka 2.

	Časová perioda						
	0	1	2	3	4	5	0
$A$	0	0	0	1	1	1	0
$B$	0	1	1	1	0	0	0
$C$	1	1	0	0	0	1	1

Celý cyklický proces má frekvenci od 100 do 1000 Hz, takže jedno přepnutí trvá nejméně  $150 \mu \text{ sek.}$  Tato rychlost převyšuje pracovní rychlost elektromagnetických relé, ale je podstatně menší než rychlost vakuových elektronek a transistorů.

Zajímavé je zapojení kryotronového osmipolohového přepínače (obr. 11), který je vhodný pro převod čísel z dvojkové do osmičkové soustavy.

Použití kryotronů pro sčítání, násobení a složitější početní výkony v dvojkové soustavě jsou obdobou popsaných zapojení, ale jsou komplikovanější.



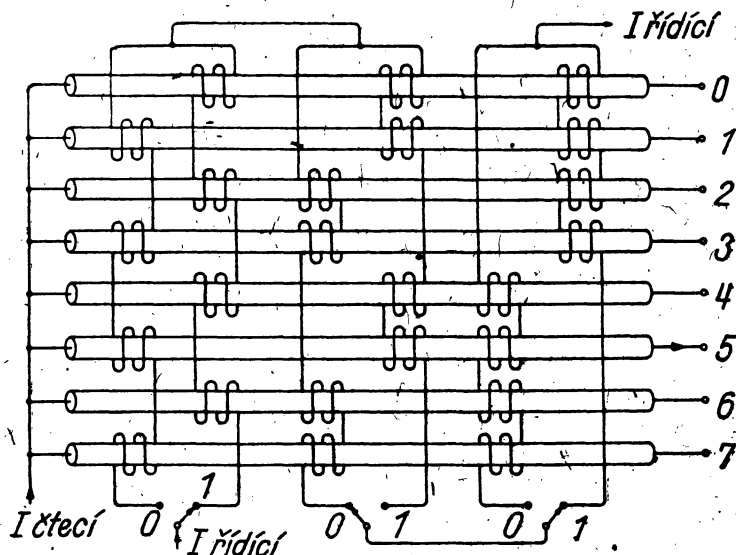
Obr. 10. Kryotronový multivibrátor.

### 3. Zhodnocení.

Kryotron se uplatňuje zejména ve schématech pracujících s velkým počtem elektronek (nebo polovodičů). V takovém zapojení kryotron dobře nahrazuje tyto elementy a má proti nim řadu předností: je to především jednoduchost a laciná výroba, jakož i snadnost kontroly, dále lehkost, malý objem, který takový element zaujímá a malá spotřeba energie související s tím, že s výjimkou okamžiků přepínání protéká proud supravodičem a nevzniká tudíž Jouleovo teplo. Buck [7] uvádí, že kryotrony velkého počítacího stroje zaujímají prostor asi  $30 \text{ cm}^3$  a jejich spotřeba činí kolem  $0,5 \text{ W}$ , což odpovídá spotřebě asi 1 l hélia za hodinu. I když se domníváme, že odhad ztrát uvedeného počítačového stroje je trochu nízký (neboť určitou energii spotřebuje i kryogenní zařízení a část hélia se vypaří následkem nedokonalé tepelné izolace) a kromě kryotronů vyžaduje takové zařízení heliový zkapalňovač, je přesto provoz kryotronového přístroje značně levnější než podobného přístroje s elektronekami; pro celé schéma totiž stačí jediný malý zkapalňovač a přitom se snižuje počet odborně vyškolených pracovníků obsluhujících přístroj. Použití tak nízkých teplot má i své výhody: snižuje značně šum a zvyšuje stabilitu přístroje (speciálně ji však nikdo nestudoval).

Zdá se, že ještě vhodnější by bylo používat kryotronu při teplotě pod  $2,19^\circ\text{K}$  tj. pracovat s héliovou lázní při sníženém tlaku par (ovšem při volbě jiných látek ke konstrukci kryotronu), neboť při tak nízkých teplotách přechází He I na He II, jehož supratekutá složka pak obstarává výborné chlazení.

Nevýhodou přístrojů pracujících s kryotrony je poměrně malá rychlost, ale Buckova práce [7] napovídá, že se autor snaží tento nedostatek odstranit.



Obr. 11. Osmipolohový kryotronový přepínač.

## V. Závěr

V současné době se zdokonaluje experimentální technika fyziky nízkých teplot; ač jsou základní zařízení pro tento výzkum dosti nákladná, roste rok od roku počet prací zabývajících se některým úsekem supravodivosti. Dnes můžeme pozorovat dva směry dalšího studia. Jeden z nich doplňuje dosavadní údaje o supravodičích (zvláště o specifických teplech, tepelné vodivosti, zanikání ultrazvuku apod.), případně zkoumá další vlastnosti supravodičů a tím poskytuje podklad pro ověření Bogoljubovovy teorie. Druhý se snaží o využití supravodičů v praxi, neboť prakticky bezztrátový provoz zařízení se supravodiči je až příliš lákavý. Pro současnou techniku by např. bylo velmi výhodné využít supravodičů k přenosu elektrické energie na velké vzdálenosti, což by mělo ohromný hospodářský význam. Realizaci však brání přílišná nízkost teplot, při níž dochází k přechodu do supravodivého stavu. Je proto úkolem fyziky nízkých teplot prozkoumat možnosti výroby takových látek, které by přecházely do bezodporového stavu při vyšších teplotách; tím se rozumějí aspoň teploty kapalného vzduchu, jež by již umožňovaly použití supravodivosti ve větším měřítku; ideální případ existence supravodiče při pokojové teplotě je zatím nepředstavitelný.



## Literatura

### a) Základní:

- [1] Flügge S.: *Handbuch der Physik XIV*, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.
- [2] Flügge S.: *Handbuch der Physik XV*, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1956.
- [3] Gorter C. J.: *Progress in Low Temperature Physics 1*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1955.
- [4] Gorter C. J.: *Progress in Low Temperature Physics 2*, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1957.
- [5] Eder F. X.: *Einführung in die Physik der tiefen Temperaturen*, VED, Deutsch. Verl. d. Wissensch., Berlin 1955.
- [6] Simon F. E. et al.: *Low Temperature Physics*, Pergamon Press, London 1952.
- [7] Buck D. A.: Proc. IRE 44 (1956), 482.

### b) Ostatní:

- [8] Kapica P. L.: UFN 26 (1944), 133.
- [9] Bogoljubov N. N.: Izv. AN SSSR, ser. fiz. 11 (1947), 77.
- [10] Kamerlingh-Onnes: Leiden Comm., 1911, 122b.
- [11] Bogoljubov N. N.: ŽETF 34 (1958), 58 a 73.
- [12] Roessler E.: El. Rundsch. 10 (1956), 338.
- [13] Svirskij M. S.: Fiz. met. i metaloveděnija 3 (1956), 560.
- [14] Žarkov G. F.: ŽETF 34 (1958), 412.
- [15] Ginzburg V. L.: ŽETF 31 (1956), 202.
- [16] Groetzinger G. et al.: Phys. Rev. 96 (1954), 887.
- [17] Matthias B. T.: Phys. Rev. 92 (1953), 874.
- [18] Glover R.: Z. f. Phys. 140 (1955), 494.
- [19] Launay J. de: Phys. Rev. 93 (1954), 661.
- [20] Matthias B. T. et al.: Phys. and Chem. Solids 1 (1956), 188.
- [21] Abrikosov A., Chalatnikov I.: UFN 65 (1958), 551.
- [22] Meissner W., Ochsenfeld R.: Naturwiss., 21 (1933), 787.
- [23] Mendelssohn K.: Physica 19 (1953), 775.
- [24] Sladek R. J.: Phys. Rev. 91 (1953), 1280.
- [25] Mendelssohn K., Rosenberg H. M.: Proc. Roy. Soc. A 218 (1953), 190.
- [26] Rosenberg H. M.: Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 247 (1955), 441.
- [27] Bömmel H. E.: Phys. Rev. 96 (1954), 220.
- [28] Mackinnon L.: Phys. Rev. 106 (1957), 70.
- [29] Kurtze G.: Naturwiss. 44 (1957), 368.
- [30] Rohrer H.: HPA 29 (1956), 215.
- [31] Grenier C. et al.: Physica 19 (1953), 833.
- [32] Justi E.: Eltechn. Zeitschr. 63 (1942), 577.
- [33] Andrews D. H., Clark Ch. W.: Nature 158 (1946), 945.
- [34] Mendelssohn K.: Nature 169 (1952), 366.
- [35] Pippard A. B., Tullan G. T.: Proc. Cambridge Phil. Soc. 48 (1952), 188.
- [36] Darby J. et al.: Proc. Phys. Soc. 63 (1950), 1179.
- [37] Justi E., Thuy H. J.: Z. f. Naturforsch. 9 a (1954), 183.
- [38] Thuy H. J.: Arch. d. el. Übertrag. 8 (1954), 217 a 269.
- [39] Vroomen A. R. de, Baarle C. van: Physica 23 (1957), 785.
- [40] Hübner R.: Elektronik 6 (1957), 5.
- [41] Jonés G. O.: Science Progress 44 (1956), 593.
- [42] Crowe J. W.: J. Appl. Phys. 28 (1957), 1069.