

1. Nadprzewodniki - podstawowe własności

- historia
- zerowy opór
- efekt Meissnera
- temperatura, pole i prąd krytyczny
- kwantowanie strumienia
- nadprzewodniki I i II rodzaju
- efekt Josephsona, squid

2. Przegląd nadprzewodników

3. Nadprzewodniki - zastosowania

Literatura:

- C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*
- C. Enss, *Low-temperature physics*
- W. Buckel, *Superconductivity: fundamentals and applications*
- C. Poole et al., *Superconductivity*
- i wiele innych książek

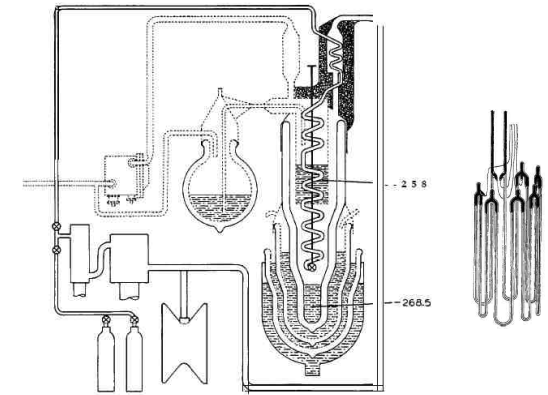
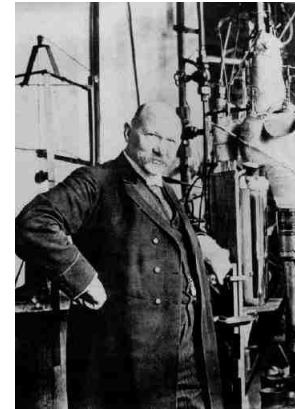
Michał Rams
Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński
www.uj.edu.pl/web/zim/materialy-m.rams
10.2019

Wykład: Materiały nadprzewodzące

strona 1-2

Historia

H. Kamerlingh-Onnes w Leiden (Holandia) w 1908 r skroplił jako pierwszy hel i osiągnął temperatury aż do 1.5 K.



H.Kamerlingh-Onnes Nobel lecture, 1913

Wykład: Materiały nadprzewodzące

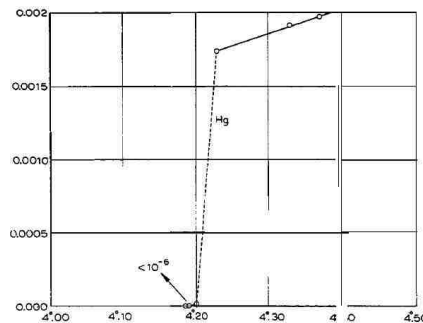
strona 1-3

Odkrycie nadprzewodnictwa H. K.-O., 1911

"As has been said, the experiment left no doubt that, as far as accuracy of measurement went, the resistance disappeared. At the same time, however, something unexpected occurred. The disappearance did not take place gradually but (compare Fig. 17) abruptly. From 1/500 the resistance at 4.2°K drop to a millionth part. At the lowest temperature, 1.5°K, it could be established that the resistance had become less than a thousand-millionth part of that at normal temperature.

Thus the mercury at 4.2°K has entered a new state, which, owing to its particular electrical properties, can be called the state of superconductivity."

Heike Kamerlingh-Onnes Nobel lecture, 1913, & Leiden Comm. 120b (1911).

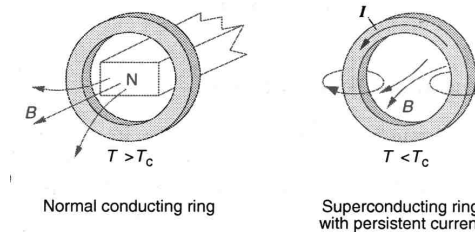


Wykład: Materiały nadprzewodzące

strona 1-4

Zanik oporu elektrycznego

- $R = 0$ poniżej pewnej temperatury krytycznej T_c
- prąd wzbudzony w pętli z nadprzewodnika nie zanika
 $I = I_0 \exp(-R/L t) = I_0 \exp(-t/\tau)$
eksperymenty \Rightarrow stała zaniku τ powyżej 10^5 lat
 $\Rightarrow R < 2.5 \times 10^{-25} \Omega m$
- 15 rzędów mniej niż w stanie normalnym powyżej T_c



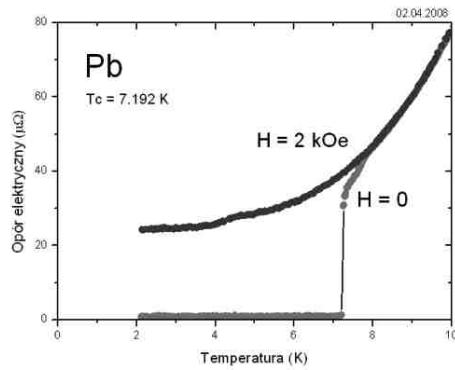
Normal conducting ring

Superconducting ring with persistent current

Wykład: Materiały nadprzewodzące

strona 1-5

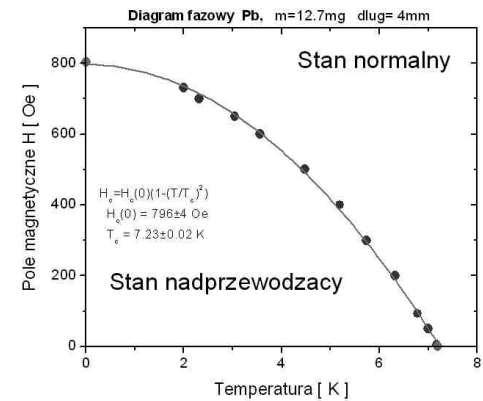
przykład - Pb, R(T)



w silnym polu magnetycznym stan nadprzewodzący jest niszczony i znowu jest stan normalny (=metaliczny, nienadprzewodzący)

Diagram fazowy Pb

$$T_c = 7.2 \text{ K} \quad H_c = 800 \text{ Oe}$$



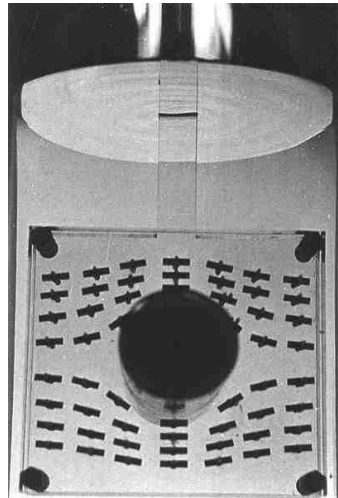
Efekt Meissnera

- odkryty w 1933, W. Meissner i R. Ochsenfeld
- w fazie nadprzewodzącej $B = 0$ zawsze
- powstaje prąd ekranujący na powierzchni nadprzewodnika

$$B = \mu_0 (H + M) = 0$$

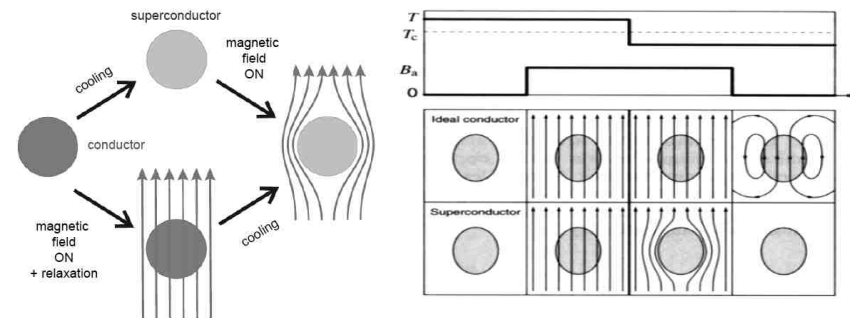
$$M = -H$$

$$\chi = \frac{dM}{dH} = -1$$



igły magnetyczne wokół cyny ($T_c = 3.8 \text{ K}$), zanurzone w nadciekłym helu, $T = 1.5 \text{ K}$, 80 Oe , (photo: Alfred Leitner)

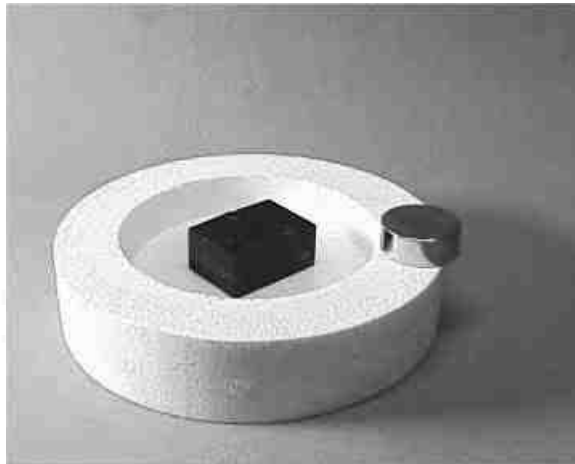
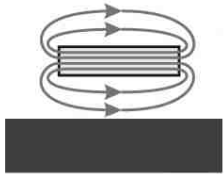
Nadprzewodnik <> idealny przewodnik



Dla idealnego przewodnika przejście do stanu z $R = 0$ w obecności pola magnetycznego powodowałoby uwięzienie wewnątrz pola.

Dla nadprzewodnika pole jest wypychane na zewnątrz.

Lewitacja

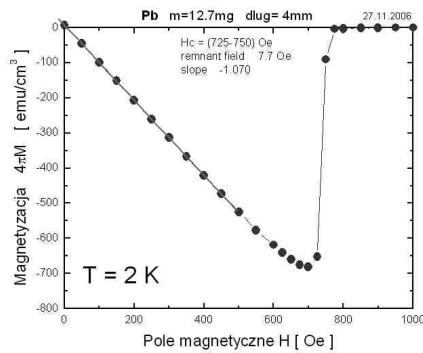


© Superconductivity Lab @ University of Oslo

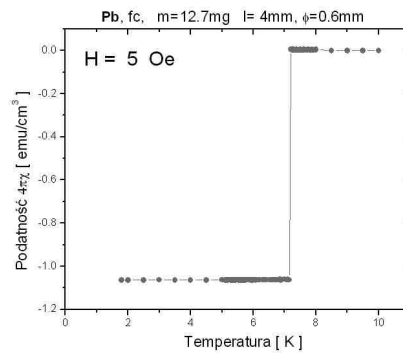
wypychanie pola magnetycznego z nadprzewodnika prowadzi do odpychania magnesu trwałego od nadprzewodnika



Własności magnetyczne Pb

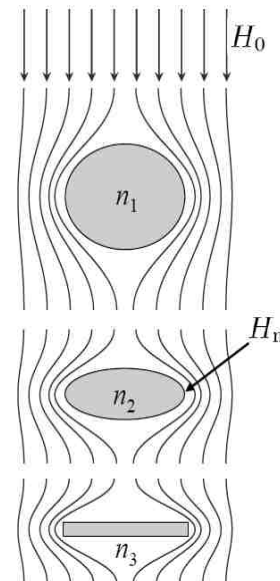


$$M = -H$$



$$\chi^{\text{SI}} = -1, T_c = 7.2 \text{ K}$$

Zależność pola H od kształtu próbek



Nadprzewodnik modyfikuje pole magnetyczne

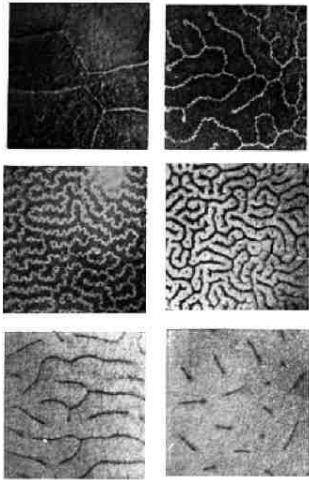
$$H_m = \frac{H_0}{1 - n}$$

Współczynnik demagnetyzacji n zależy od kształtu próbki:

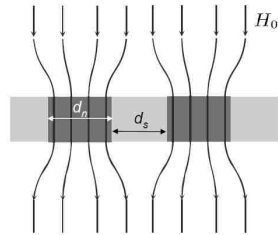
- dla walca wzdłuż pola $n_0 = 0$
- dla kuli $n_1 = 1/3$
- dla płyty w poprzek $n_3 = 1$

Może się zdarzyć, że w pewnych miejscach pole przekracza pole krytyczne, a w innych nie
⇒ stan pośredni

Stan pośredni (intermediate state)



Laminarna struktura z naprzemiennymi obszarami nadprzewodzącymi i normalnymi, typowa dla nadprzewodnika I rodzaju w postaci płytki, i polem magnetycznym prostopadłym do niej. Rozmiar struktur: makroskopowy, rzędu 0.1-1 mm.



T. E. Faber, *Proc. Roy. Soc. A248, 460 (1958)*

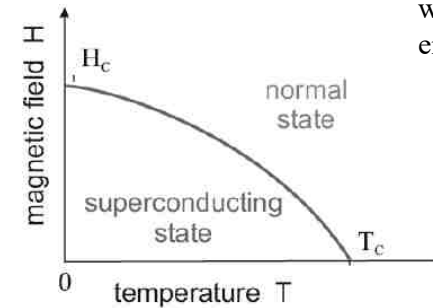
Diagram fazowy

Nadprzewodnictwo jest niszczone przez

- za dużą temperaturę
- za duże pole magnetyczne

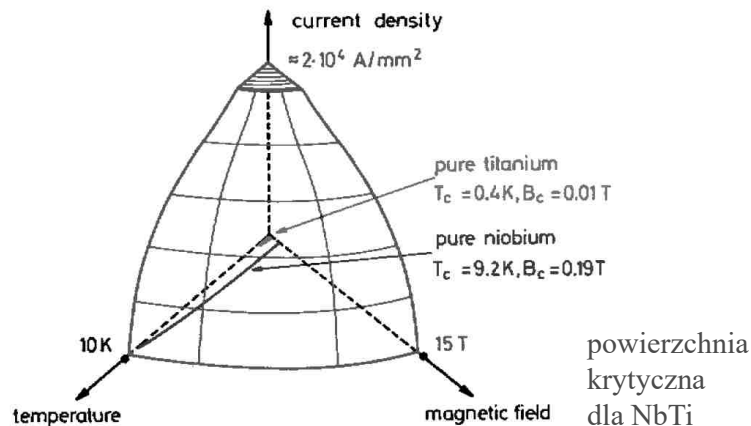
diagram fazowy nadprzewodnika w płaszczyźnie HT jest opisany empirycznym wzorem

$$\frac{H_c(T)}{H_c(0)} = 1 - \frac{T^2}{T_c^2}$$



Prąd krytyczny

- duży prąd również niszczy stan nadprzewodzący
- diagram fazowy $H-T-j$ (j - gęstość prądu)
- maksymalna wartość j zależy również od geometrii

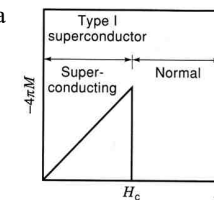


nadprzewodniki I i II rodzaju i stan mieszany

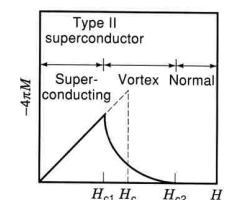
Dla SC II rodzaju:

- dwa pola krytyczne, H_{c1} i H_{c2}
- dla $H_{c1} < H < H_{c2}$ pole magn. wnika do próbki w postaci worteksów
- jest to tzw. **stan mieszany (mixed state)** inny niż stan pośredni
- w stanie mieszanym materiał nadal może przewodzić prąd z $R = 0$
- pole H_{c2} znacznie większe niż H_{c1}

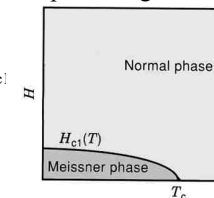
pierwszego rodzaju



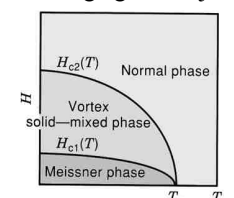
drugiego rodzaju



pierwszego rodzaju

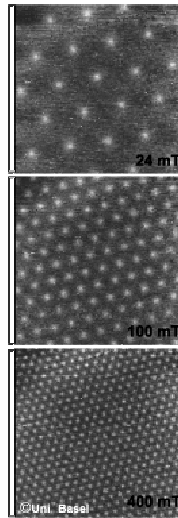
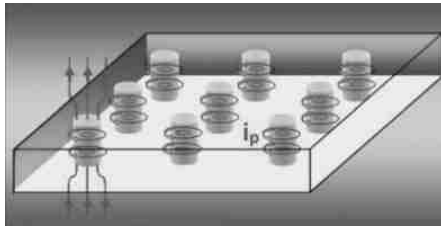


drugiego rodzaju



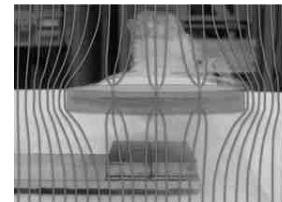
worteksy

- stan mieszany
- dla $H > H_{c1}$ pole wnika do SC w postaci worteksów , każdy worteks zawiera 1 flukson pola
- wokół każdego worteksu płynie prąd nadprzewodzący
- wewnątrz każdego worteksu jest stan normalny
- dla $H > H_{c2}$ worteksy są zbyt gęsto i stan SC całkiem znika



sieć worteksów w NbSe2 (obrazki ze scanning tunneling microscope)

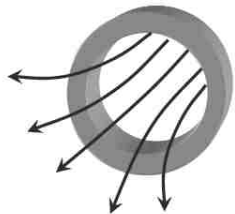
flux pinning



<https://www.youtube.com/watch?v=Vxror-fnOL4>
Ithaca College Physics

Kwantyzacja strumienia magnetycznego

Strumień pola magnetycznego uwięziony w nadprzewodzącym pierścieniu jest zawsze wielokrotnością kwantu strumienia Φ_0 .

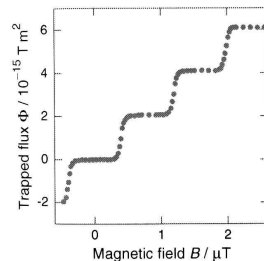


$$\Phi = \oint \vec{A} \cdot d\vec{\ell} \approx H \cdot S$$

$$\Phi = n \Phi_0 \quad \Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15} \text{ V} \cdot \text{s}$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e}$$



S. Deaver et al, PRL 7, 43 (1961)
W.L. Goodman et al, PRB 4, 1530 (1971)

Strumień po chłodzeniu w różnym polu

Teoria BCS

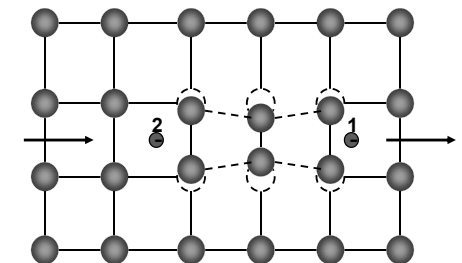
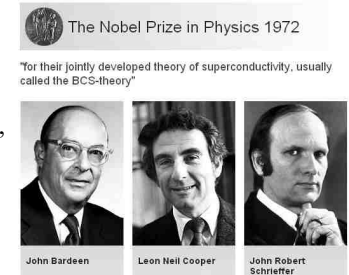
Mikroskopowa teoria nadprzewodników wyjaśniająca komplet ich własności (transportowe, termodynamiczne, spektroskopowe)

J. Bardeen, L. Cooper, J. Schrieffer, 1957

Tworzenie się par Coopera (par elektronów) na skutek oddziaływania z siecią krystaliczną.

Powstanie przerwy energetycznej.

Nadprzewodniki BCS = klasyczne



Efekt Josephsona

Zachowanie złącza dwóch nadprzewodników oddzielonych cienkim izolatorem.

Makroskopowa funkcja falowa opisuje stan nadprzewodnika



Josephson relations

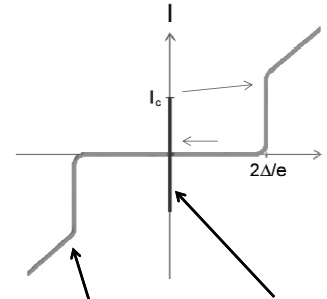
$$\begin{cases} j_s = j_c \sin \varphi \\ V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= |\Psi_1| \exp(i\theta_1) \\ \Psi_2 &= |\Psi_2| \exp(i\theta_2) \\ \varphi &= \theta_2 - \theta_1 \\ I_s(\varphi) &= I_c \sin \varphi \end{aligned}$$

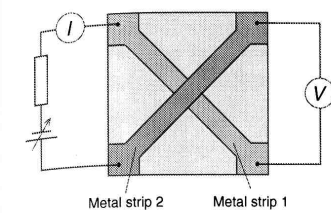
Brian D. Josephson, *Possible new effects in superconductive tunnelling*, Physics Letters 1, 251 (1962)
Proste wyprowadzenie: patrz np. The Feynman Lectures on Physics, 1964, ostatni rozdział ostatniego tomu

Efekt Josephsona cd.

- pary Coopera mogą tunelować poprzez złącze S-I-S
- efekt DC Josephsona – dla $V = 0$ jest niezerowy prąd stały $I = I_c \sin(\theta_1 - \theta_2)$
- efekt AC Josephsona – dla $V <> 0$ płynie prąd zmienny o amplitudzie I_c o częstotliwości $f = 2eV/\hbar$ (i emitowane jest promieniowanie EM)



stan normalny, stan nadprzewodzący
charakterystyka prądowo-napięciowa



Nb / Al₂O₃(kilka nm) / Nb

- dla $V > 2\Delta/e$ – jest opór omowy – tylko tunelowanie elektronów przez izolator
- dla $V < 2\Delta/e$ – przerwa energetyczna uniemożliwia tunelowanie

SQUID (superconducting quantum interference device)

pierścień nadprzewodzący rozcięty dwoma cienkimi złączami A i B

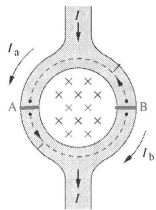


Fig. 10.49. Two Josephson junctions connected in parallel. The enclosed magnetic flux is indicated by small crosses.

Prąd krytyczny I_{max} jest silnie oscylującą funkcją strumienia pola (już nie skwantowanego, bo przez złącza pole może wnikać).

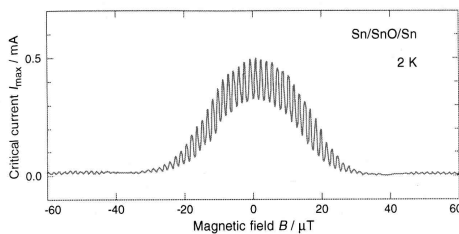


Fig. 10.50. Experimental trace of the current I_{max} in a Sn two-junction interferometer versus magnetic field. The period of oscillation is 16 μT [501]

$$I_{max} = I_0 \sin \delta_0 \cos \frac{e\Phi_0}{\hbar}$$

C. Enss, Low-temperature physics, 2005

SQUID cd

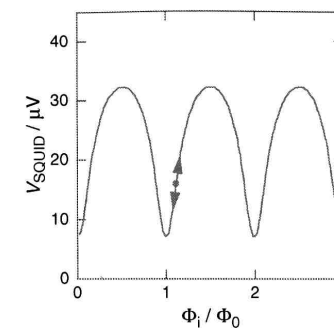
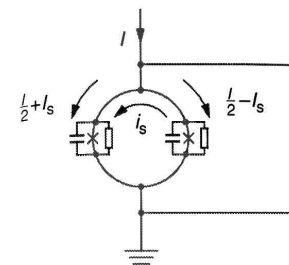


Fig. 10.54. (a) Schematic diagram for a dc SQUID. The two Josephson junctions are symbolized by crosses. The resistors are connected in parallel and together with the intrinsic capacitance of the junctions they allow a matching of the hysteresis parameter. (b) Voltage across a dc SQUID versus flux Φ_i in the SQUID loop. The full circle indicates the location of an appropriate working point of the feedback electronics

C. Enss, Low-temperature physics, 2005