

Lublin, 26 II 2008 r.

Dualizm cząstka – dziura w nadprzewodnikach

T. DOMAŃSKI

<http://kft.umcs.lublin.pl/doman/lectures>

Plan wykładu

Plan wykładu



Splątanie elektronów i dziur (p-h)

/ w nadprzewodnikach klasycznych /

Plan wykładu



Splątanie elektronów i dziur (p-h)

/ w nadprzewodnikach klasycznych /



Dualizm p-h poniżej i powyżej T_c

/ w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych /

Plan wykładu



Splątanie elektronów i dziur (p-h)

/ w nadprzewodnikach klasycznych /



Dualizm p-h poniżej i powyżej T_c

/ w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych /



Wpływ splątania p-h w heterozłączach

/ odbicia Andreeva na kropkach kwantowych /

Plan wykładu



Splątanie elektronów i dziur (p-h)

/ w nadprzewodnikach klasycznych /



Dualizm p-h poniżej i powyżej T_c

/ w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych /



Wpływ splątania p-h w heterozłączach

/ odbicia Andreeva na kropkach kwantowych /



Podsumowanie

1. Splątanie elektronów i dziur

/ w nadprzewodnikach klasycznych /

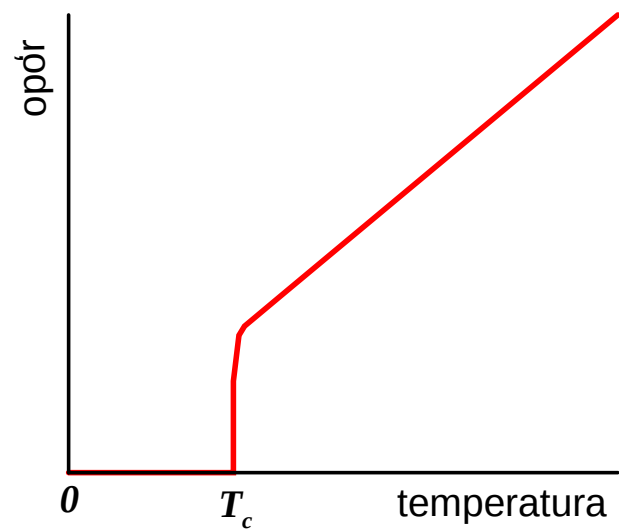
Istota nadprzewodnictwa

Istota nadprzewodnictwa



całkowity zanik oporu

/stałoprądowego/

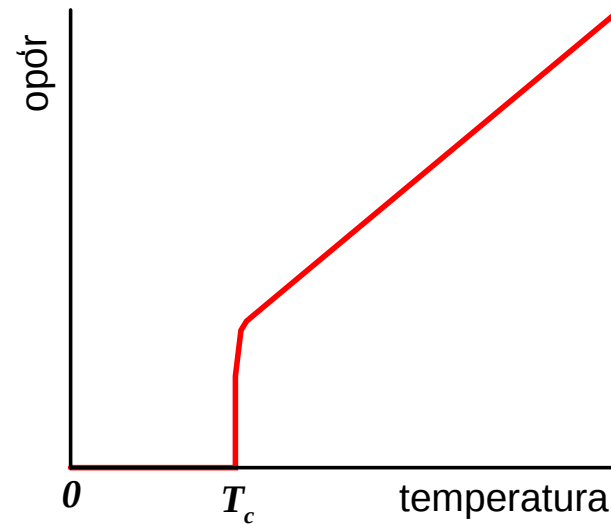


Istota nadprzewodnictwa



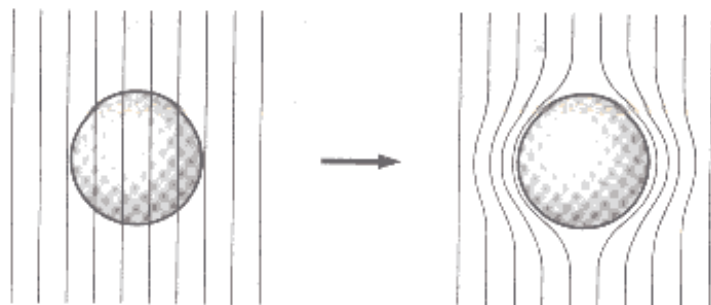
całkowity zanik oporu

/stałoprądowego/



idealny diamagnetyzm

/wypychanie pola magnetycznego/



$$T > T_c$$

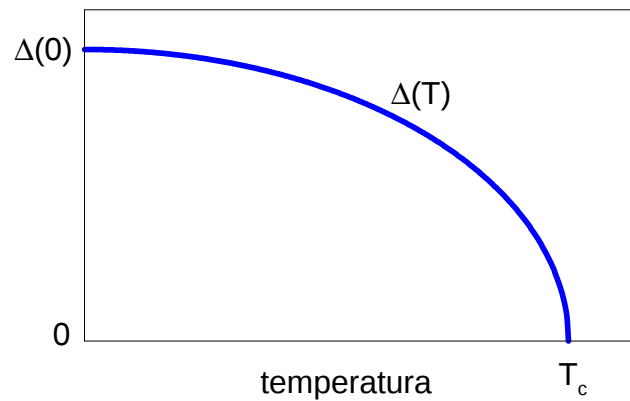
$$T < T_c$$

Znaczenie temperatury krytycznej

Znaczenie temperatury krytycznej



Poniżej T_c pojawia się parametr porządku

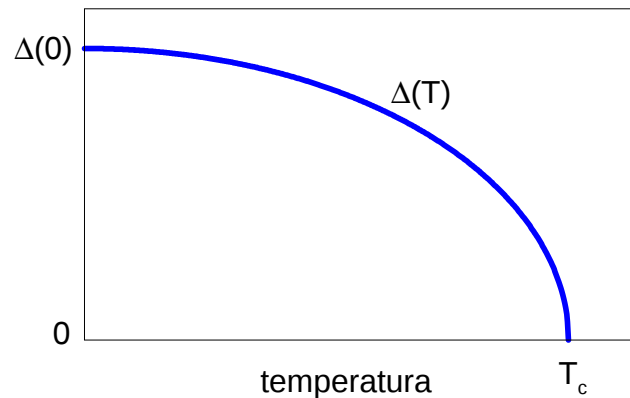


/ który jest
współmierny
do przerwy
energetycznej /

Znaczenie temperatury krytycznej



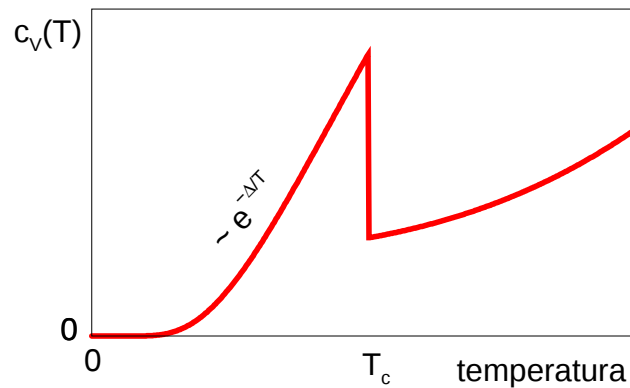
Poniżej T_c pojawia się parametr porządku



/ który jest
współmierny
do przerwy
energetycznej /



W T_c realizuje się przejście fazowe II-ego rodzaju



/ według
klasyfikacji
Landaua /

Stan podstawowy

Funkcja falowa stanu podstawowego ma postać:

Stan podstawowy

Funkcja falowa stanu podstawowego ma postać:

$$|\text{BCS}\rangle = \prod_{\mathbf{k}} \left(u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} e^{i\phi} \hat{c}_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} \hat{c}_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} \right) |\text{vac}\rangle$$

Stan podstawowy

Funkcja falowa stanu podstawowego ma postać:

$$|\text{BCS}\rangle = \prod_{\mathbf{k}} \left(u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} e^{i\phi} \hat{c}_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} \hat{c}_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} \right) |\text{vac}\rangle$$

gdzie

$v_{\mathbf{k}}, u_{\mathbf{k}}$ – czynniki koherencyjne,

ϕ – faza

Charakter kwazicząstek

Charakter kwazicząstek

Efektywne kwazicząstki w teorii BCS są w postaci kombinacji

$$\begin{aligned}\hat{\gamma}_{\mathbf{k}\uparrow} &= u_{\mathbf{k}} \hat{c}_{\mathbf{k}\uparrow} - v_{\mathbf{k}} \hat{c}_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} \\ \hat{\gamma}_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} &= v_{\mathbf{k}} \hat{c}_{\mathbf{k}\uparrow} + u_{\mathbf{k}} \hat{c}_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger}\end{aligned}$$

Charakter kwazicząstek

Efektywne kwazicząstki w teorii BCS są w postaci kombinacji

$$\begin{aligned}\hat{\gamma}_{\mathbf{k}\uparrow} &= u_{\mathbf{k}} \hat{c}_{\mathbf{k}\uparrow} - v_{\mathbf{k}} \hat{c}_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} \\ \hat{\gamma}_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} &= v_{\mathbf{k}} \hat{c}_{\mathbf{k}\uparrow} + u_{\mathbf{k}} \hat{c}_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger}\end{aligned}$$

W pobliżu energii Fermiego kwazicząstki Bogolubova są koherentną superpozycją elektronów i dziur !

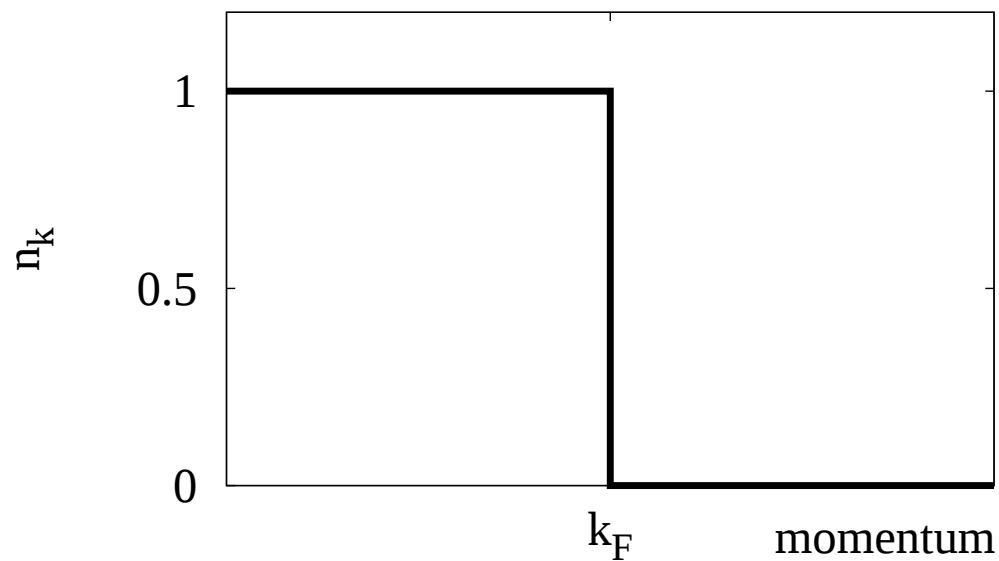
Własności stanu podstawowego

Własności stanu podstawowego

Dystrybucja cząstek $n_k = \langle \hat{c}_k^\dagger \hat{c}_k \rangle$

Własności stanu podstawowego

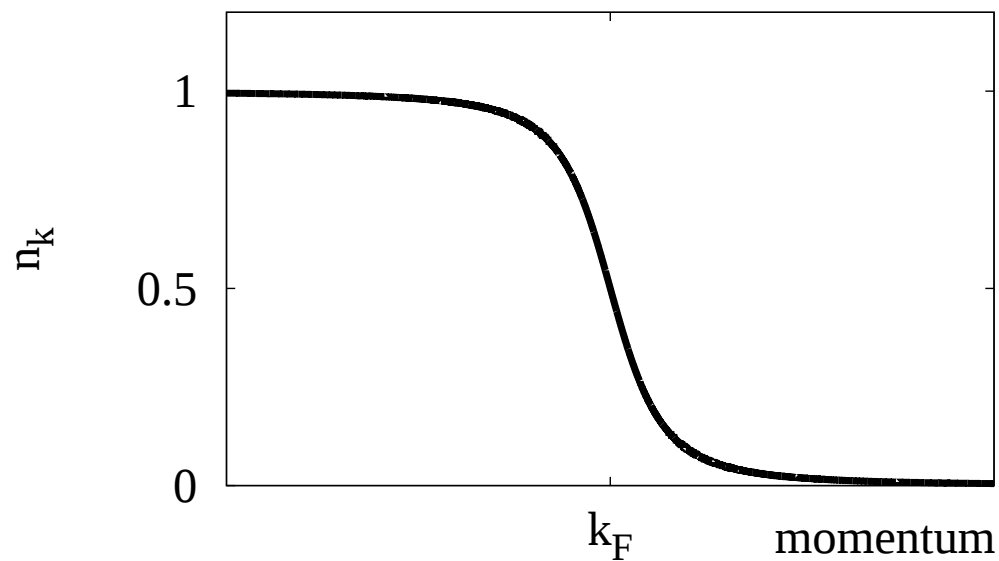
Dystrybucja cząstek $n_k = \langle \hat{c}_k^\dagger \hat{c}_k \rangle$



stan normalny

Własności stanu podstawowego

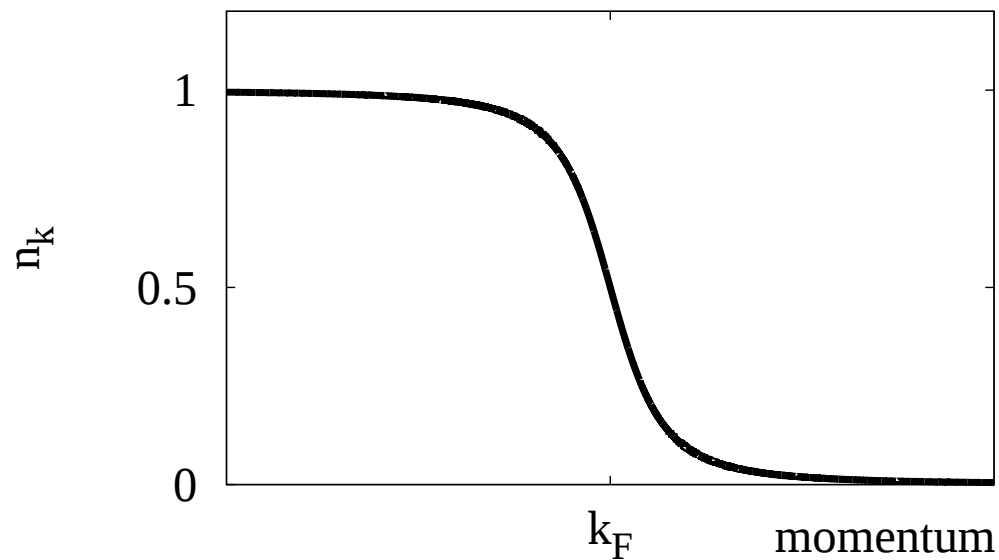
Dystrybucja cząstek $n_k = \langle \hat{c}_k^\dagger \hat{c}_k \rangle$



stan BCS

Własności stanu podstawowego

Dystrybucja cząstek $n_k = \langle \hat{c}_k^\dagger \hat{c}_k \rangle$



stan BCS

Non fermi-liquid behavior !

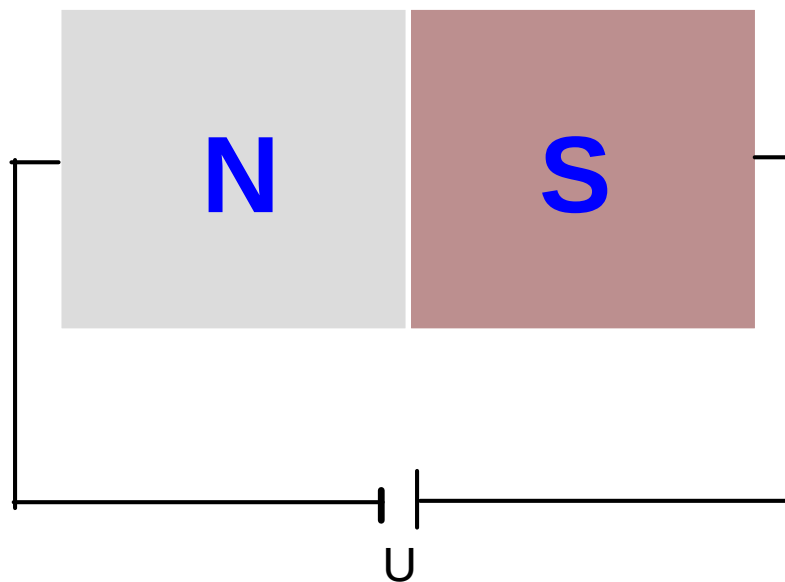
Przykład mieszania p-h

Przykład mieszania p-h

Tunelowanie elektronów przez złącze N-S

Przykład mieszania p-h

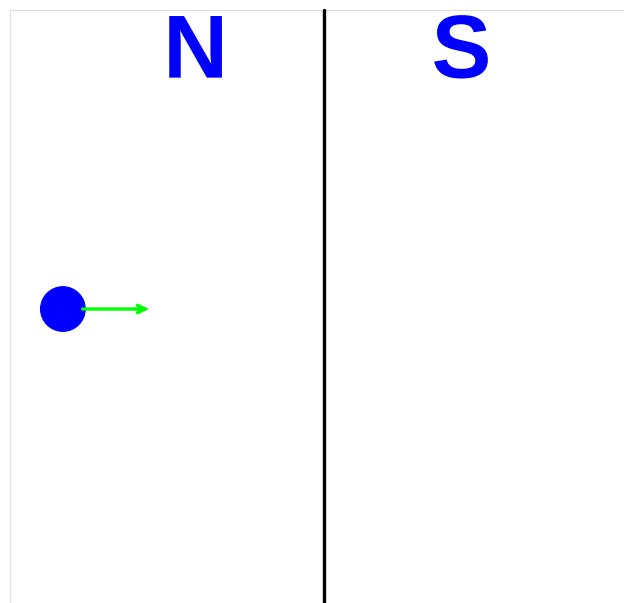
Tunelowanie elektronów przez złącze N-S



Rozpatrzmy przepływ elektronów indukowany napięciem U .

Przykład mieszania p-h

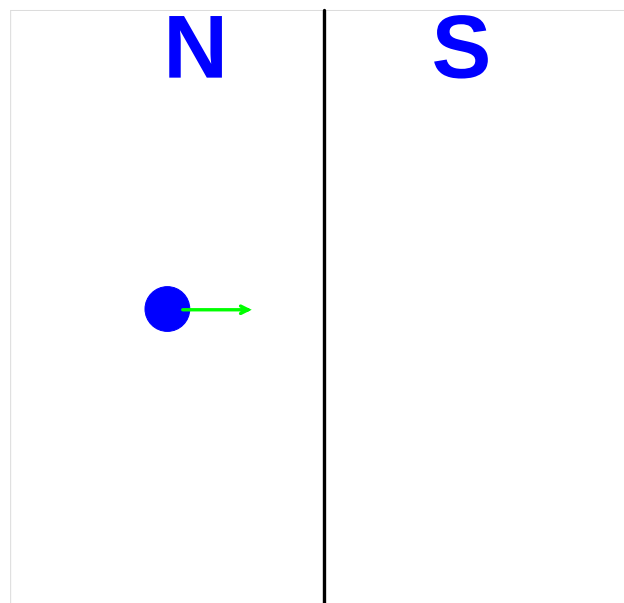
Tunelowanie elektronów przez złącze N-S



elektron

Przykład mieszania p-h

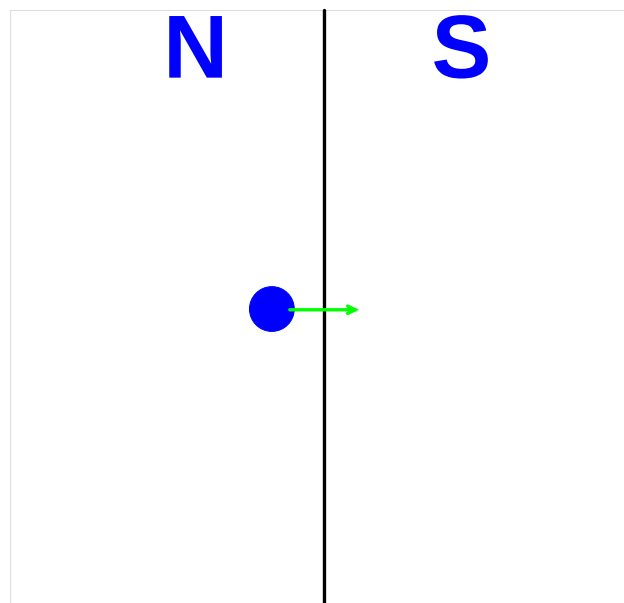
Tunelowanie elektronów przez złącze N-S



elektron

Przykład mieszania p-h

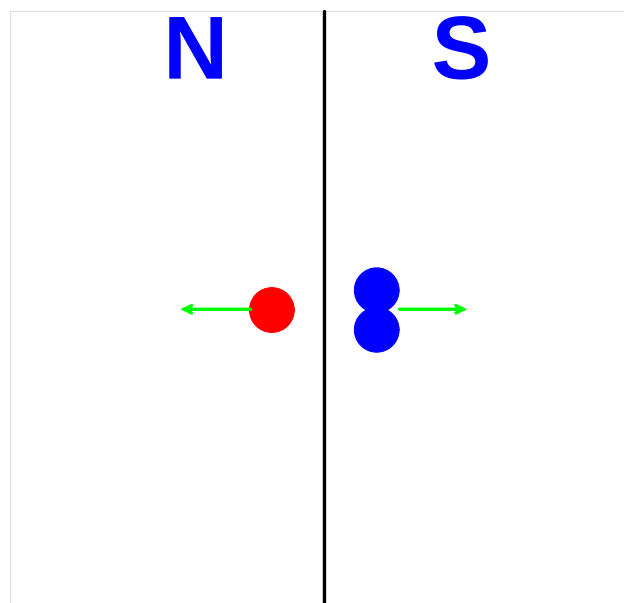
Tunelowanie elektronów przez złącze N-S



elektron

Przykład mieszania p-h

Tunelowanie elektronów przez złącze N-S

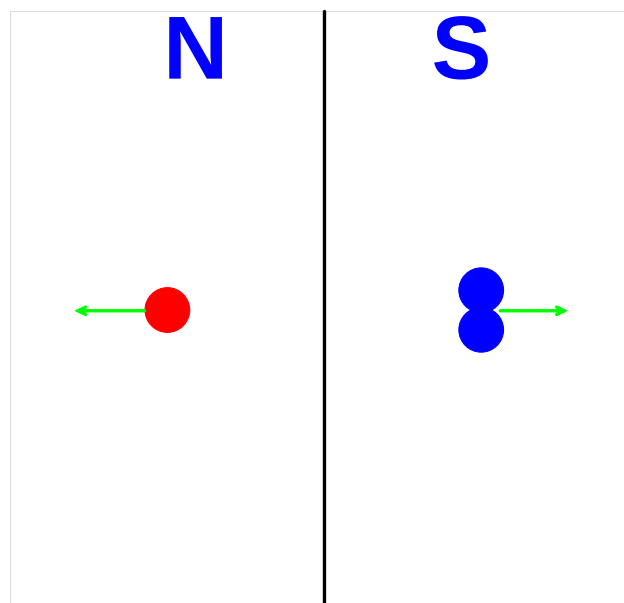


dziura

para Coopera

Przykład mieszania p-h

Tunelowanie elektronów przez złącze N-S

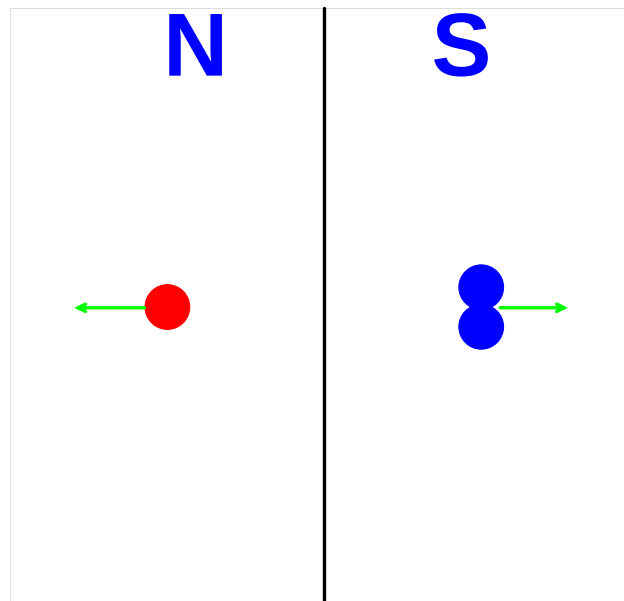


dziura

para Coopera

Przykład mieszania p-h

Tunelowanie elektronów przez złącze N-S



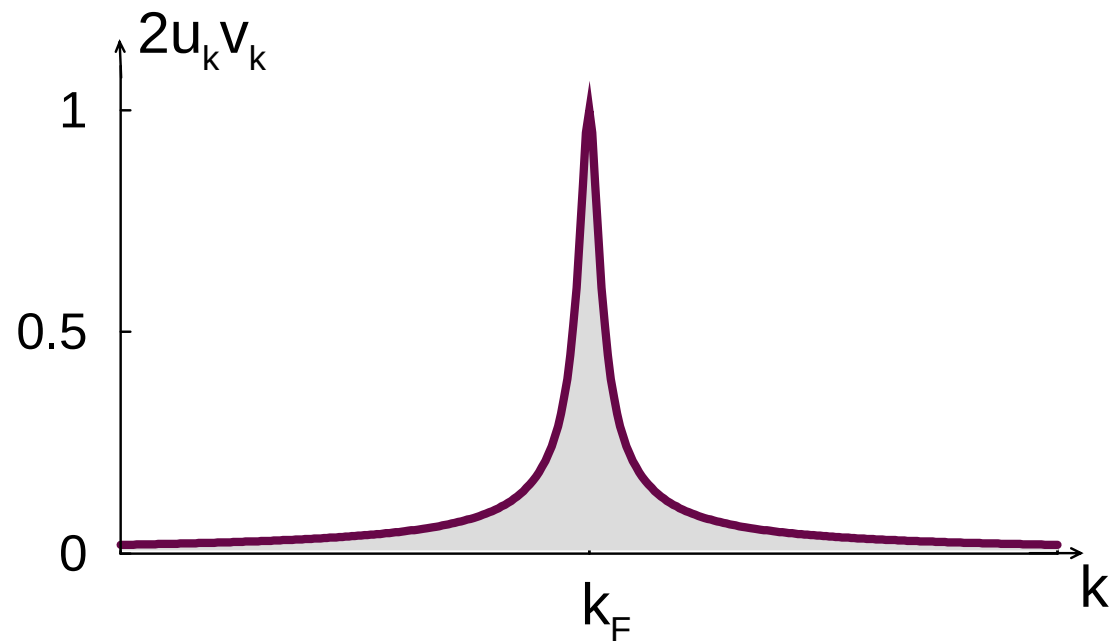
dziura

para Coopera

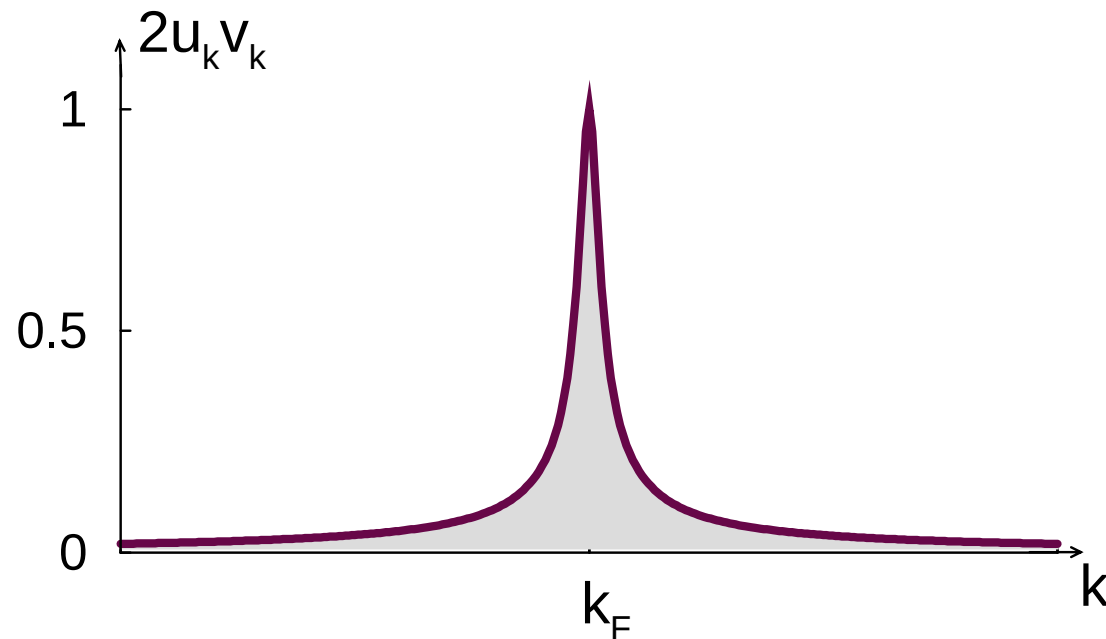
Taki proces nazywa się odbiciem Andreeva.

Efektywność splątania p-h

Efektywność splątania p-h



Efektywność splątania p-h



Splątanie p-h uwidacznia się to w przypadku stanów położonych w pobliżu powierzchni Fermiego $k \sim k_F$.

Pseudospiny

Pseudospiny

Do opisu mieszania p-h wygodnie użyć następującej notacji

Pseudospiny

Do opisu mieszania p-h wygodnie użyć następującej notacji

$$\hat{\sigma}_k^+ \equiv \hat{c}_{-k\downarrow} \hat{c}_{k\uparrow}$$

$$\hat{\sigma}_k^- \equiv \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger$$

$$\hat{\sigma}_k^z \equiv 1 - \hat{n}_{k\uparrow} - \hat{n}_{-k\downarrow}$$

Pseudospiny

Do opisu mieszania p-h wygodnie użyć następującej notacji

$$\hat{\sigma}_k^+ \equiv \hat{c}_{-k\downarrow} \hat{c}_{k\uparrow}$$

$$\hat{\sigma}_k^- \equiv \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger$$

$$\hat{\sigma}_k^z \equiv 1 - \hat{n}_{k\uparrow} - \hat{n}_{-k\downarrow}$$

*P.W. Anderson, Phys. Rev. **112**, 1900 (1958).*

Pseudospiny

Do opisu mieszania p-h wygodnie użyć następującej notacji

$$\hat{\sigma}_k^+ \equiv \hat{c}_{-k\downarrow} \hat{c}_{k\uparrow}$$

$$\hat{\sigma}_k^- \equiv \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger$$

$$\hat{\sigma}_k^z \equiv 1 - \hat{n}_{k\uparrow} - \hat{n}_{-k\downarrow}$$

*P.W. Anderson, Phys. Rev. **112**, 1900 (1958).*

W przybliżeniu średniopółowym Hamiltonian można zapisać

Pseudospiny

Do opisu mieszania p-h wygodnie użyć następującej notacji

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_k^+ &\equiv \hat{c}_{-k\downarrow} \hat{c}_{k\uparrow} \\ \hat{\sigma}_k^- &\equiv \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger \\ \hat{\sigma}_k^z &\equiv 1 - \hat{n}_{k\uparrow} - \hat{n}_{-k\downarrow}\end{aligned}$$

*P.W. Anderson, Phys. Rev. **112**, 1900 (1958).*

W przybliżeniu średniopolowym Hamiltonian można zapisać

$$\hat{H}^{MF} = - \sum_k \hat{\vec{\sigma}} \cdot [\Delta'_k, \Delta''_k, (\epsilon_k - \mu)]$$

Pseudospiny

Do opisu mieszania p-h wygodnie użyć następującej notacji

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_k^+ &\equiv \hat{c}_{-k\downarrow} \hat{c}_{k\uparrow} \\ \hat{\sigma}_k^- &\equiv \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger \\ \hat{\sigma}_k^z &\equiv 1 - \hat{n}_{k\uparrow} - \hat{n}_{-k\downarrow}\end{aligned}$$

*P.W. Anderson, Phys. Rev. **112**, 1900 (1958).*

W przybliżeniu średniopolowym Hamiltonian można zapisać

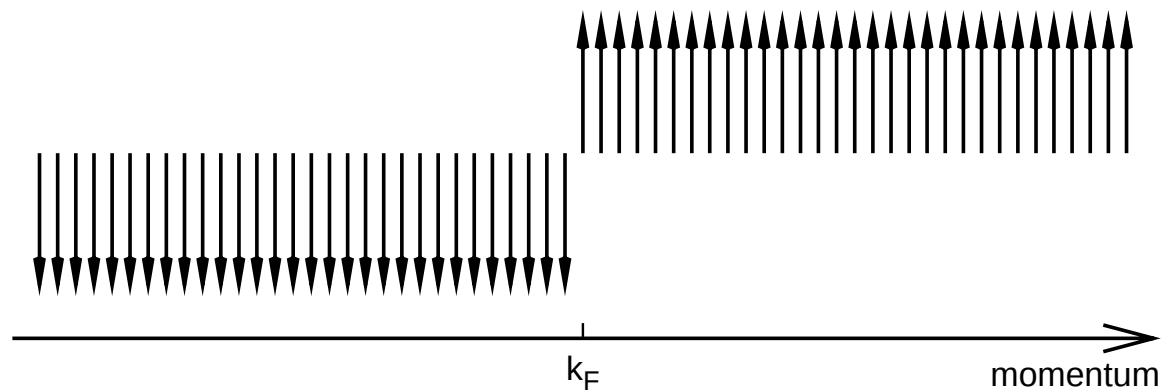
$$\hat{H}^{MF} = - \sum_k \hat{\vec{\sigma}} \cdot [\Delta'_k, \Delta''_k, (\epsilon_k - \mu)]$$

gdzie $\Delta'_k + i\Delta''_k = \sum_q V_{k,q} \langle \hat{c}_{-q\downarrow} \hat{c}_{q\uparrow} \rangle$.

Kąt nachylenia pseudospinu w $T = 0$

$\vec{\sigma}_k$ jest równoległy do wektora $(0, 0, \varepsilon_k - \mu)$

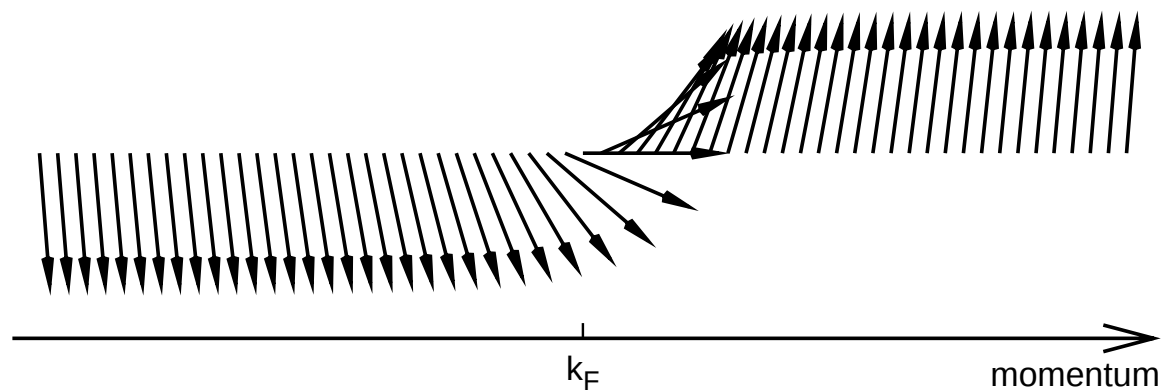
stan normalny



Kąt nachylenia pseudospinu w $T = 0$

$\vec{\sigma}_k$ jest przechylony w pobliżu pow. Fermiego

stan nadprzewodzący



Związek $\vec{\sigma}_k$ z mieszaniem p-h

Związek $\vec{\sigma}_k$ z mieszaniem p-h

Kąt nachylenia pseudospinu w stanie BCS wynosi:

Związek $\vec{\sigma}_k$ z mieszaniem p-h

Kąt nachylenia pseudospinu w stanie BCS wynosi:

$$\theta_k = \frac{\pi}{2} - 2\arctan\left(\frac{u_k}{v_k}\right)$$

Związek $\vec{\sigma}_k$ z mieszaniem p-h

Kąt nachylenia pseudospinu w stanie BCS wynosi:

$$\theta_k = \frac{\pi}{2} - 2\arctan\left(\frac{u_k}{v_k}\right)$$

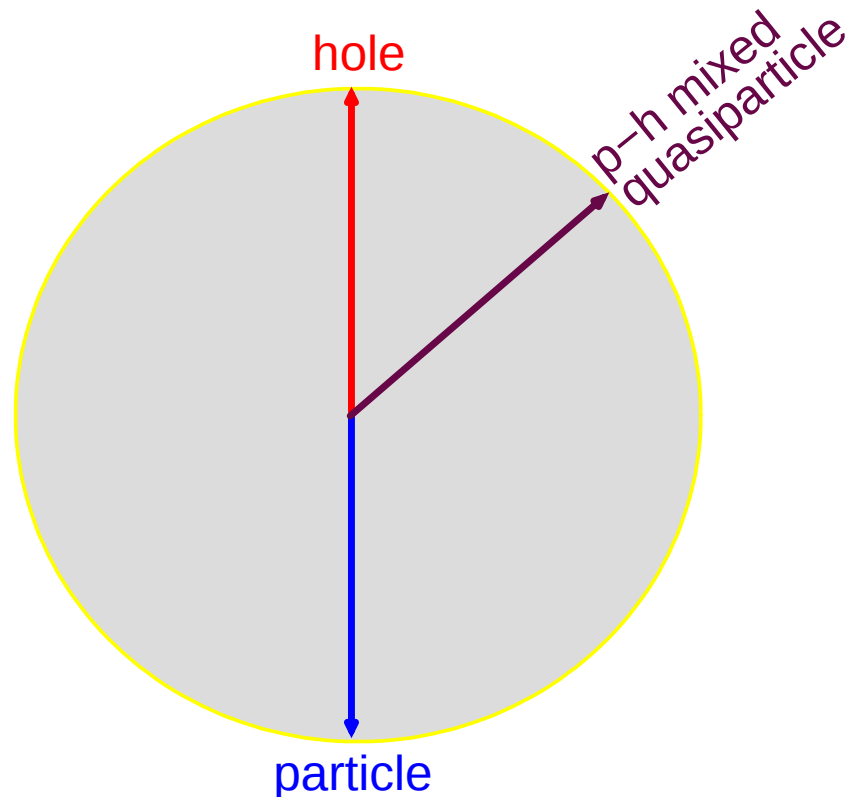
Ilustracja

Związek $\vec{\sigma}_k$ z mieszaniem p-h

Kąt nachylenia pseudospinu w stanie BCS wynosi:

$$\theta_k = \frac{\pi}{2} - 2\arctan\left(\frac{u_k}{v_k}\right)$$

Ilustracja



Empiryczny pomiar kąta θ

Empiryczny pomiar kąta θ

W praktyce kąt Bogolubova θ można wyznaczyć za pomocą pomiaru przewodnictwa różniczkowego prądu STM

Empiryczny pomiar kąta θ

W praktyce kąt Bogolubova θ można wyznaczyć za pomocą pomiaru przewodnictwa różniczkowego prądu STM

$$\theta_i = \frac{\pi}{2} - 2 \arctan \left[\frac{\frac{dI_i(V)}{dV}}{\frac{dI_i(-V)}{dV}} \right]$$

Empiryczny pomiar kąta θ

W praktyce kąt Bogolubova θ można wyznaczyć za pomocą pomiaru przewodnictwa różniczkowego prądu STM

$$\theta_i = \frac{\pi}{2} - 2 \arctan \left[\frac{\frac{dI_i(V)}{dV}}{\frac{dI_i(-V)}{dV}} \right]$$

Szczegóły dotyczące schematu pomiarowego podano w pracy:

K. Fujita, J.C. Davies, H. Eisaki, S. Uchida and A.V. Balatsky, cond-mat/0709.0632.

Uwagi/komentarze do części 1

- Efektywne kwazicząstki w nadprzewodnikach są superpozycją elektronów i dziur.

Uwagi/komentarze do części 1

- Efektywne kwazicząstki w nadprzewodnikach są superpozycją elektronów i dziur.
- Splątanie p-h słabnie w miarę oddalania się od k_F .

Uwagi/komentarze do części 1

- Efektywne kwazicząstki w nadprzewodnikach są superpozycją elektronów i dziur.
- Splątanie p-h słabnie w miarę oddalania się od k_F .
- Miarą splątania p-h jest tzw. kąt Bogolubova, który w teorii BCS wynosi $\frac{\pi}{2} - 2\arctan\left(\frac{u_k}{v_k}\right)$.

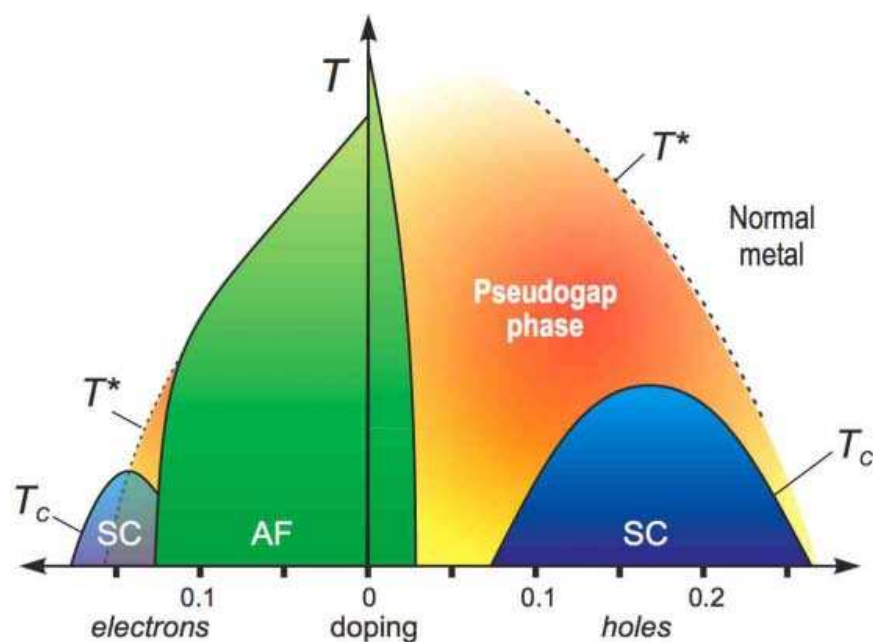
2. Realizacja dualizmu p-h

/ w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych /

Nadprzewodniki wysokotemperaturowe są izolatorami Motta domieszkowanymi:

Nadprzewodniki wysokotemperaturowe są izolatorami Motta domieszkowanymi:

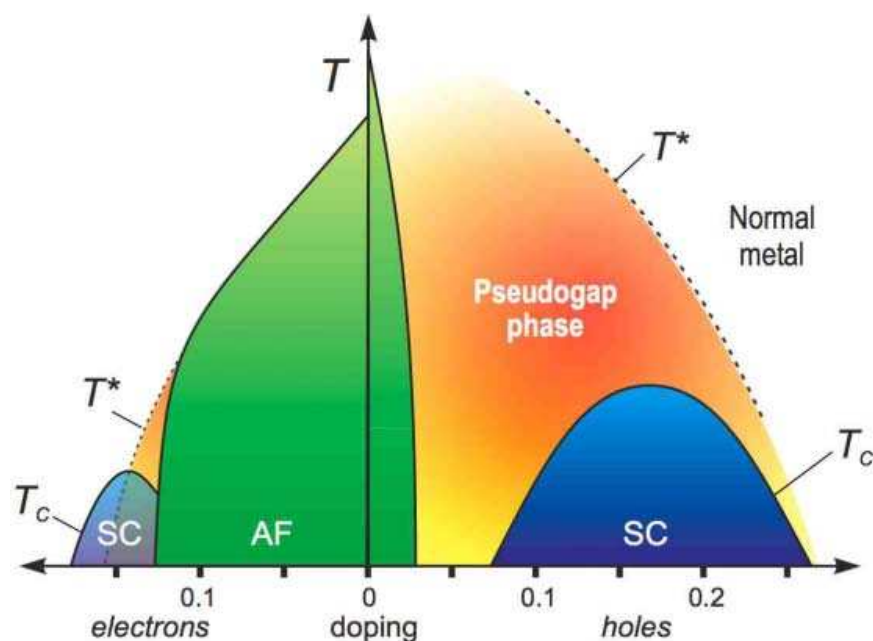
elektronami lub **dziurami**



O. Fisher et al, Rev. Mod. Phys. 79, 353 (2007).

Nadprzewodniki wysokotemperaturowe są izolatorami Motta domieszkowanymi:

elektronami lub **dziurami**



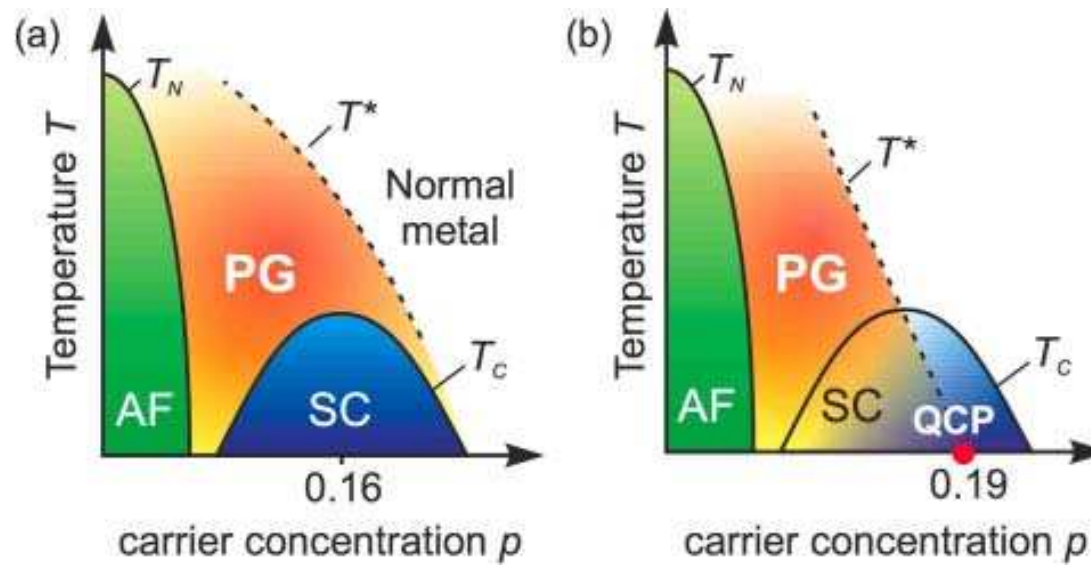
O. Fisher et al, Rev. Mod. Phys. **79**, 353 (2007).

Nierozstrzygnięty problem:

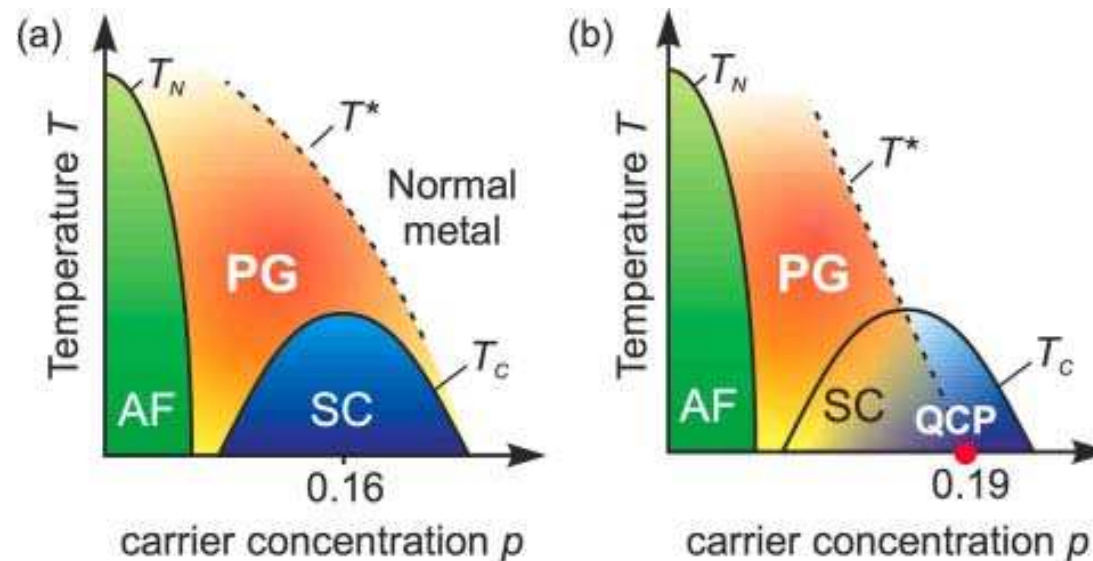
Jakie zjawisko jest odpowiedzialne za stan pseudoszczeliny ?

Koncepcje teoretyczne

Koncepcje teoretyczne

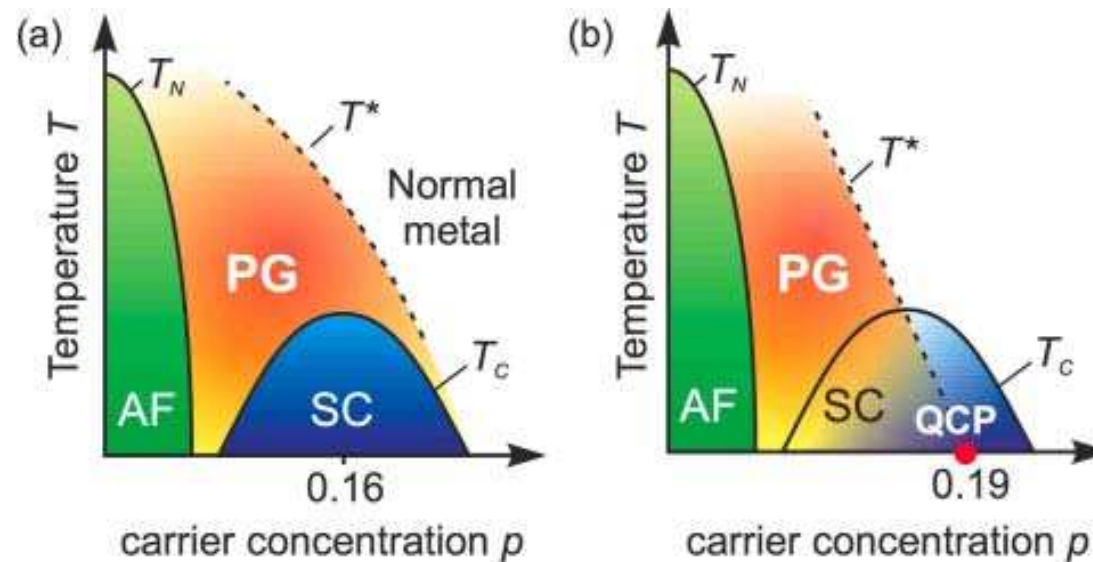


Koncepcje teoretyczne



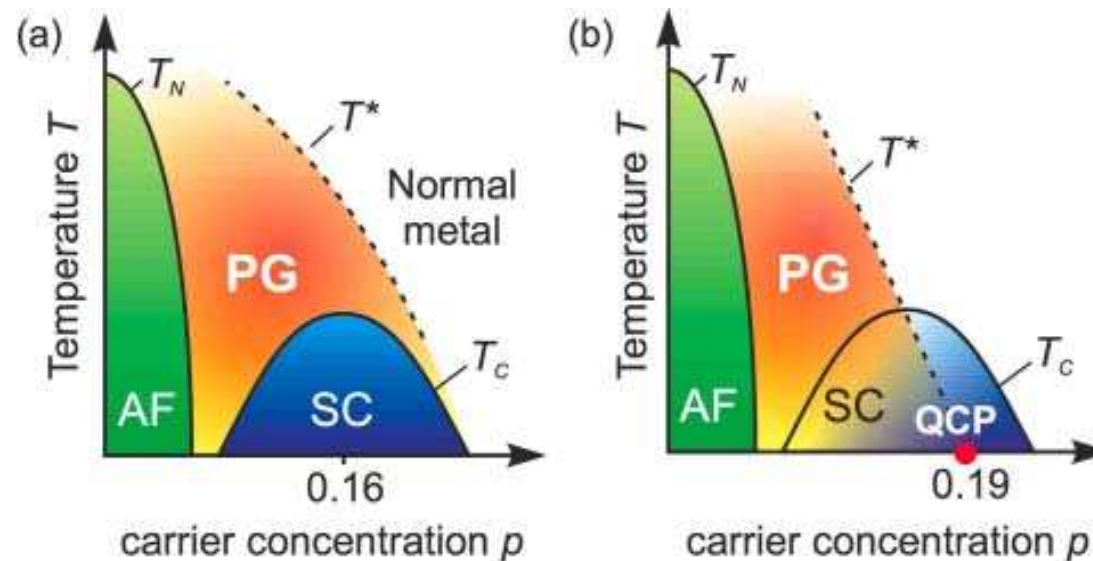
- (a) Pseudoszczelina jest *prekursorem* szczeliny stanu nadprzewodzącego, gdzie z powodu silnych fluktuacji porządek dalekozasięgowy ulega zniszczeniu.
- (b) W stanie pseudoszczelinowym występuje inny rodzaj uporządkowania niż nadprzewodnictwo. Porządek ten zanika ostatecznie w *QCP*.

Koncepcje teoretyczne



- (a) Pseudoszczelina jest **prekursorem** szczeliny stanu nadprzewodzącego, gdzie z powodu silnych fluktuacji porządek dalekozasięgowy ulega zniszczeniu.
- (b) W stanie pseudoszczelinowym występuje inny rodzaj uporządkowania niż nadprzewodnictwo. Porządek ten zanika ostatecznie w **QCP**.

Koncepcje teoretyczne



- (a) Pseudoszczelina jest **prekursorem** szczeliny stanu nadprzewodzącego, gdzie z powodu silnych fluktuacji porządek dalekozasięgowy ulega zniszczeniu.
- (b) W stanie pseudoszczelinowym występuje inny rodzaj uporządkowania niż nadprzewodnictwo. Porządek ten zanika ostatecznie w **QCP**.

Ciągle brak jest *experimentum crucis*.

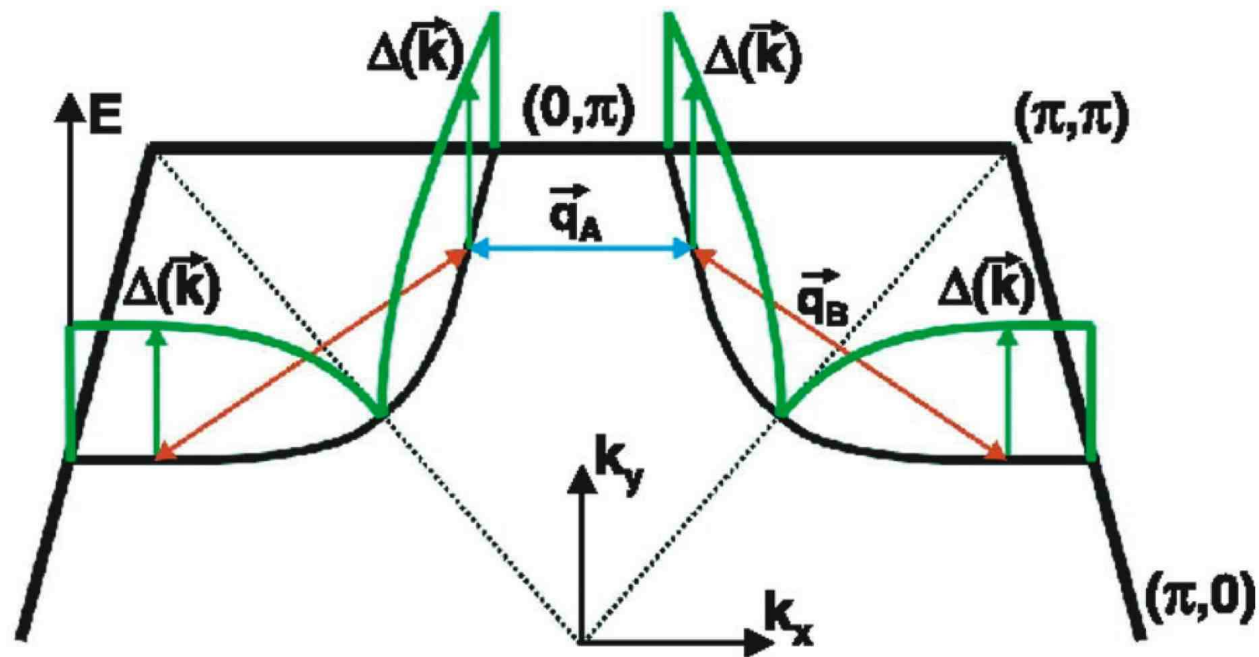
Charakter stanu nadprzewodzącego

Charakter stanu nadprzewodzącego

Pomiary doświadczalne wskazują wyraźnie, że faza nadprzewodząca jest zwykłym stanem BCS chociaż z anizotropową szczeliną energetyczną.

Charakter stanu nadprzewodzącego

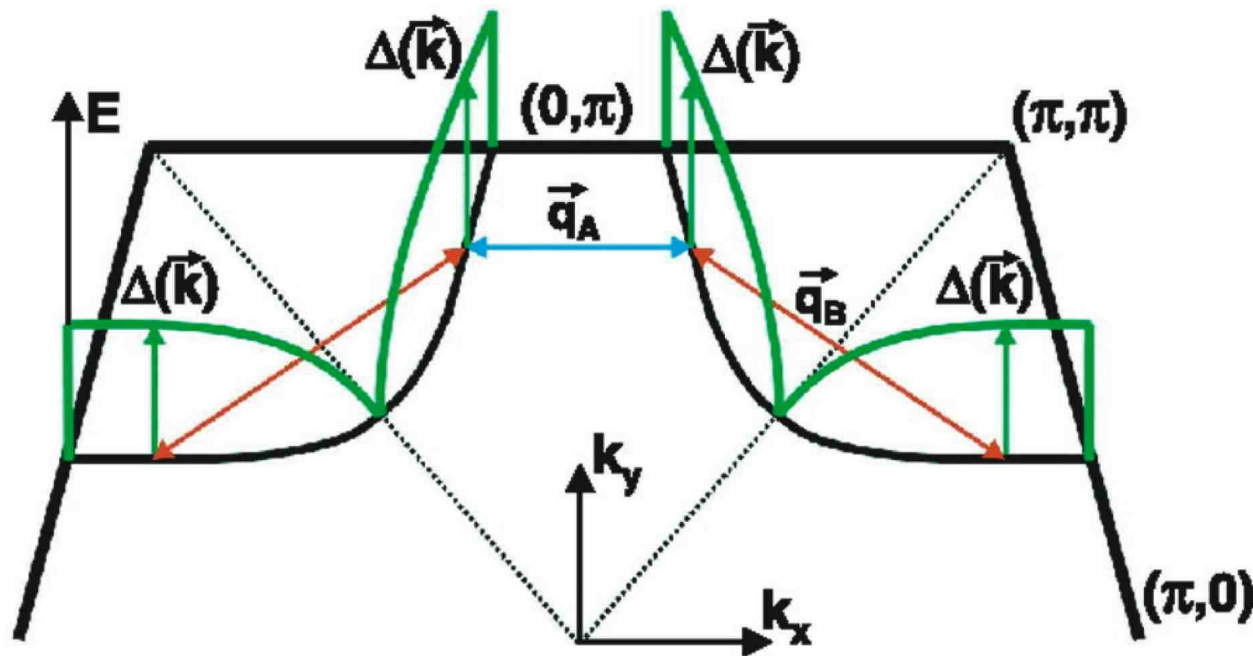
Pomiary doświadczalne wskazują wyraźnie, że faza nadprzewodząca jest zwykłym stanem BCS chociaż z anizotropową szczeliną energetyczną.



J.E. Hoffman et al, Science 297, 1148 (2002).

Charakter stanu nadprzewodzącego

Pomiary doświadczalne wskazują wyraźnie, że faza nadprzewodząca jest zwykłym stanem BCS chociaż z anizotropową szczeliną energetyczną.



J.E. Hoffman et al, Science 297, 1148 (2002).

Przerwa energetyczna ma symetrię typu fali d

$$\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta(\cos k_x - \cos k_y)$$

z węzłami (*nodes*) w kierunkach $k_x = \pm k_y$.

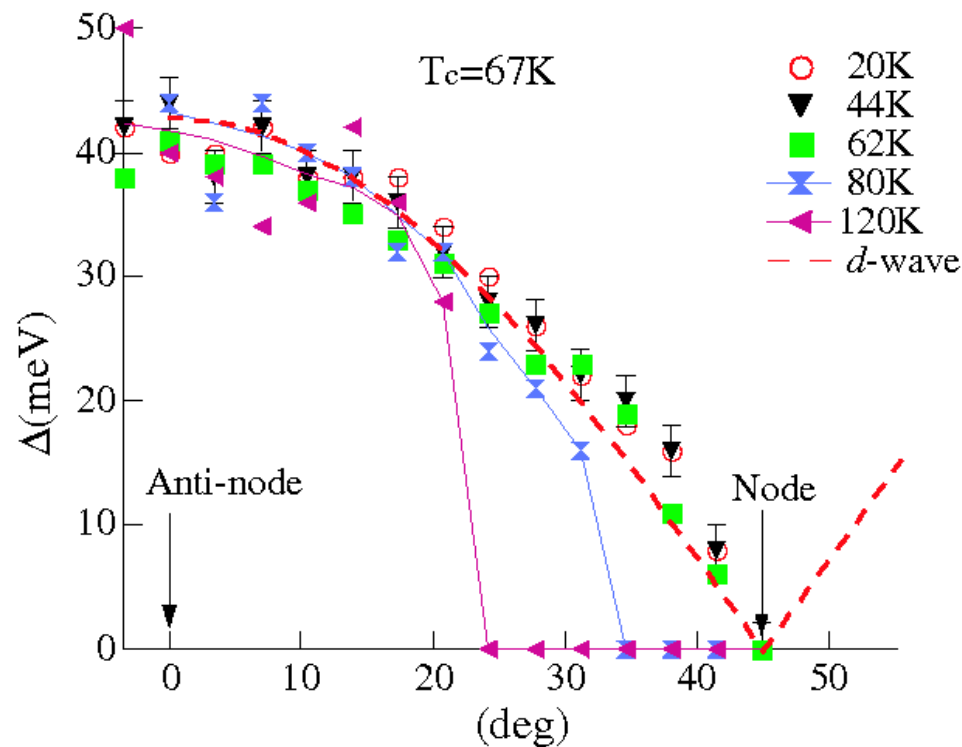
Zachowanie przerwy powyżej T_c

Zachowanie przerwy powyżej T_c

Powyżej T_c przerwa energetyczna jest nadal obecna, zaś jej kątowna zależność ulega zmianie. Zamiast węzłów pojawiają się tzw. *Fermi arcs*, gdzie $\Delta_{pg}(\mathbf{k})$ zanika.

Zachowanie przerwy powyżej T_c

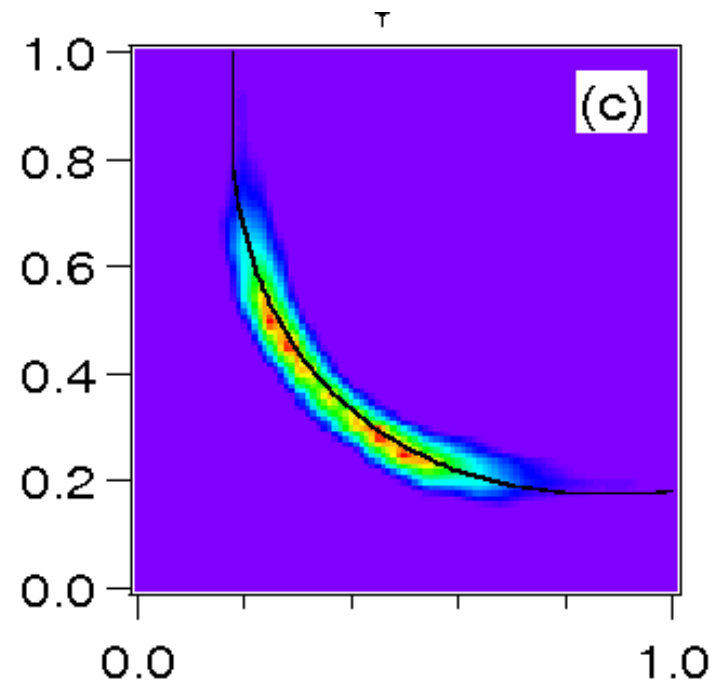
Powyżej T_c przerwa energetyczna jest nadal obecna, zaś jej kątowa zależność ulega zmianie. Zamiast węzłów pojawiają się tzw. *Fermi arcs*, gdzie $\Delta_{pg}(\mathbf{k})$ zanika.



A. Kanigel et al, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 157001 (2007).

Zachowanie przerwy powyżej T_c

Powyżej T_c przerwa energetyczna jest nadal obecna, zaś jej kątowna zależność ulega zmianie. Zamiast węzłów pojawiają się tzw. *Fermi arcs*, gdzie $\Delta_{pg}(\mathbf{k})$ zanika.



W związku z tym w literaturze pojawiły się różne komentarze, np.

Death of a Fermi surface K. McElroy, *Nature Physics* **2**, 441 (2006) .

Zjawiska fluktuacyjne

Zjawiska fluktuacyjne

Jednym z istotnych problemów jest więc określenie zakresu obszaru (na diagramie fazowym), w którym realizują się silne fluktuacje amplitudy i fazy parametru porządku

Zjawiska fluktuacyjne

Jednym z istotnych problemów jest więc określenie zakresu obszaru (na diagramie fazowym), w którym realizują się silne fluktuacje amplitudy i fazy parametru porządku

$$\langle \hat{c}_{i\downarrow} \hat{c}_{j\uparrow} \rangle = \Delta_{ij} e^{i\phi_{ij}}$$

Preegzystujące pary

Preegzystujące pary

Biorąc pod uwagę, że w kierunkach antynodalnych przerwa energetyczna istnieje nawet powyżej T_c można oczekiwać występowania tam **preegzystujących** par fermionowych.

Preegzystujące pary

Biorąc pod uwagę, że w kierunkach antynodalnych przerwa energetyczna istnieje nawet powyżej T_c można oczekiwać występowania tam **preegzystujących** par fermionowych.

*M.R. Norman and C. Pepin, Rep. Prog. Phys. **66**, 1547 (2003).*

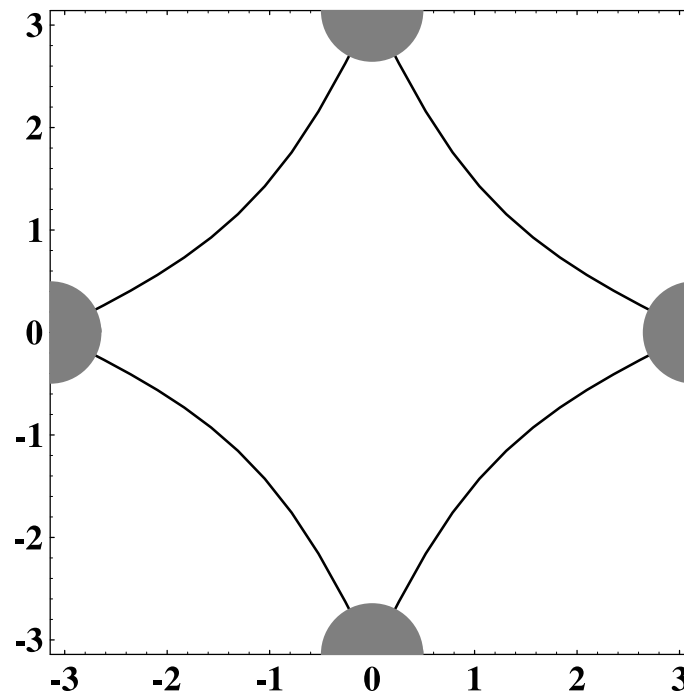
Fenomenologiczny scenariusz

Fenomenologiczny scenariusz

Do analizy preegzystujących par można wykorzystać dwuskładnikowy model opisujący fermionowe i bozonowe stopnie swobody sprzężone nawzajem ze sobą.

Fenomenologiczny scenariusz

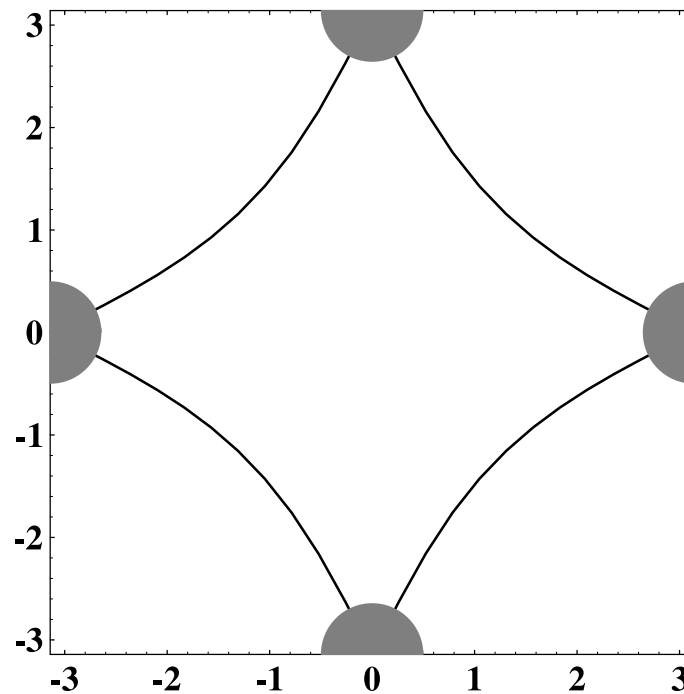
Do analizy preegzystujących par można wykorzystać dwuskładnikowy model opisujący fermionowe i bozonowe stopnie swobody sprzężone nawzajem ze sobą.



Obszary zacieniowane wskazują obecność preegzystujących par.

Fenomenologiczny scenariusz

Do analizy preegzystujących par można wykorzystać dwuskładnikowy model opisujący fermionowe i bozonowe stopnie swobody sprzężone nawzajem ze sobą.



Obszary zacieniowane wskazują obecność preegzystujących par.

*V.B. Geshkenbein, L.B. Ioffe and A.I. Larkin, Phys. Rev. B **55**, 3173 (1997).*

Fenomenologiczny model BF

$$\begin{aligned}\hat{H} = & \sum_{\mathbf{k}\sigma} (\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu) \hat{c}_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{q}} (E_{\mathbf{q}} - 2\mu) \hat{b}_{\mathbf{q}}^\dagger \hat{b}_{\mathbf{q}} \\ & + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} v_{\mathbf{k},\mathbf{q}} \left[\hat{b}_{\mathbf{q}}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k},\downarrow} \hat{c}_{\mathbf{q}-\mathbf{k},\uparrow} + \text{h.c.} \right]\end{aligned}$$

Fenomenologiczny model BF

$$\begin{aligned}\hat{H} = & \sum_{\mathbf{k}\sigma} (\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu) \hat{c}_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{q}} (E_{\mathbf{q}} - 2\mu) \hat{b}_{\mathbf{q}}^\dagger \hat{b}_{\mathbf{q}} \\ & + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} v_{\mathbf{k},\mathbf{q}} \left[\hat{b}_{\mathbf{q}}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k},\downarrow} \hat{c}_{\mathbf{q}-\mathbf{k},\uparrow} + \text{h.c.} \right]\end{aligned}$$

Analogiczny Lagrangian uzyskuje się po zastosowaniu transformacji Hubbarda – Stratonovicha eliminując oddziaływania dwuciałowe w kanale parowania.

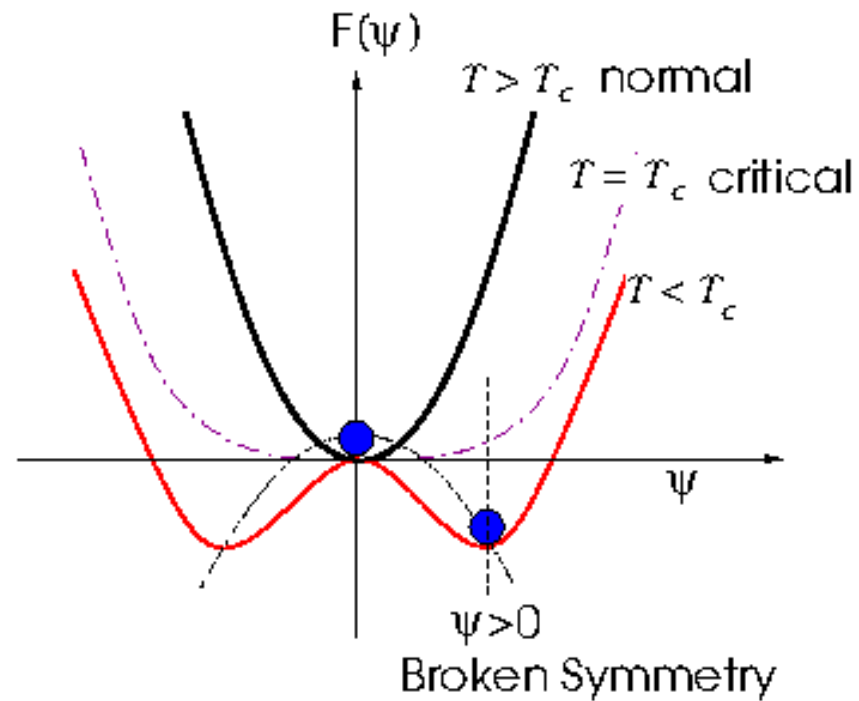
Analiza średniego pola

Analiza średniego pola

Przybliżenie średniego pola = rozwiązanie punktu siodłowego.

Analiza średniego pola

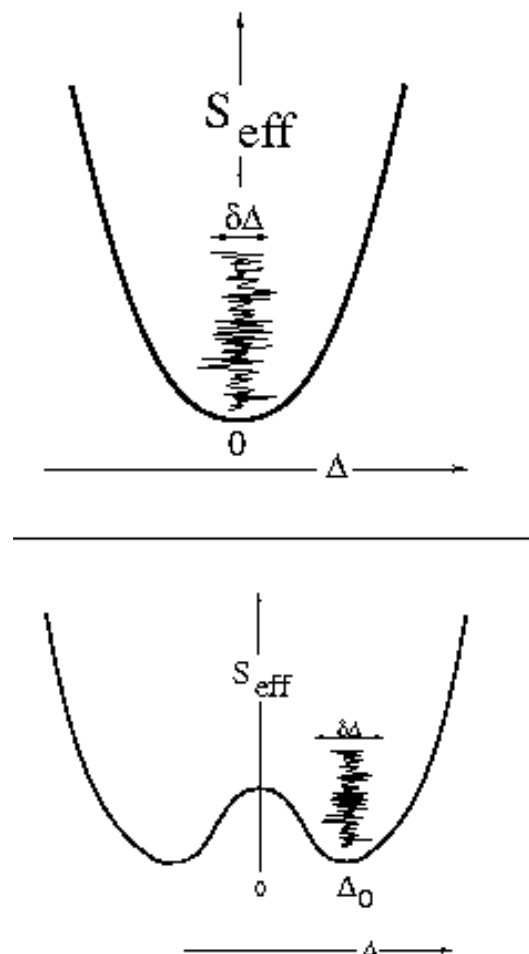
Przybliżenie średniego pola = rozwiązanie punktu siodłowego.



Efekt fluktuacji

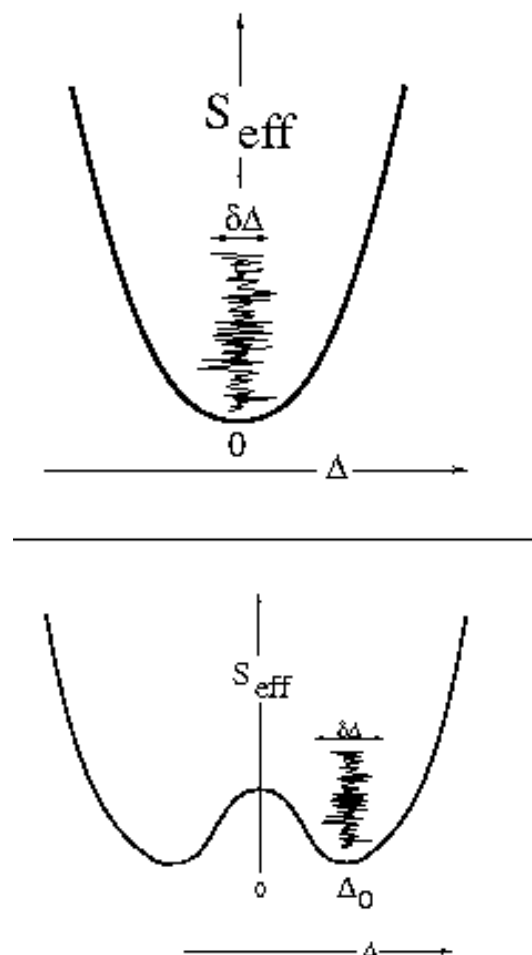
Efekt fluktuacji

Pierwszą korektę do rozwiązania punktu siodłowego można wyrazić poprzez poprawki gaussowskie.



Efekt fluktuacji

Pierwszą korektę do rozwiązania punktu siodłowego można wyrazić poprzez poprawki gaussowskie.

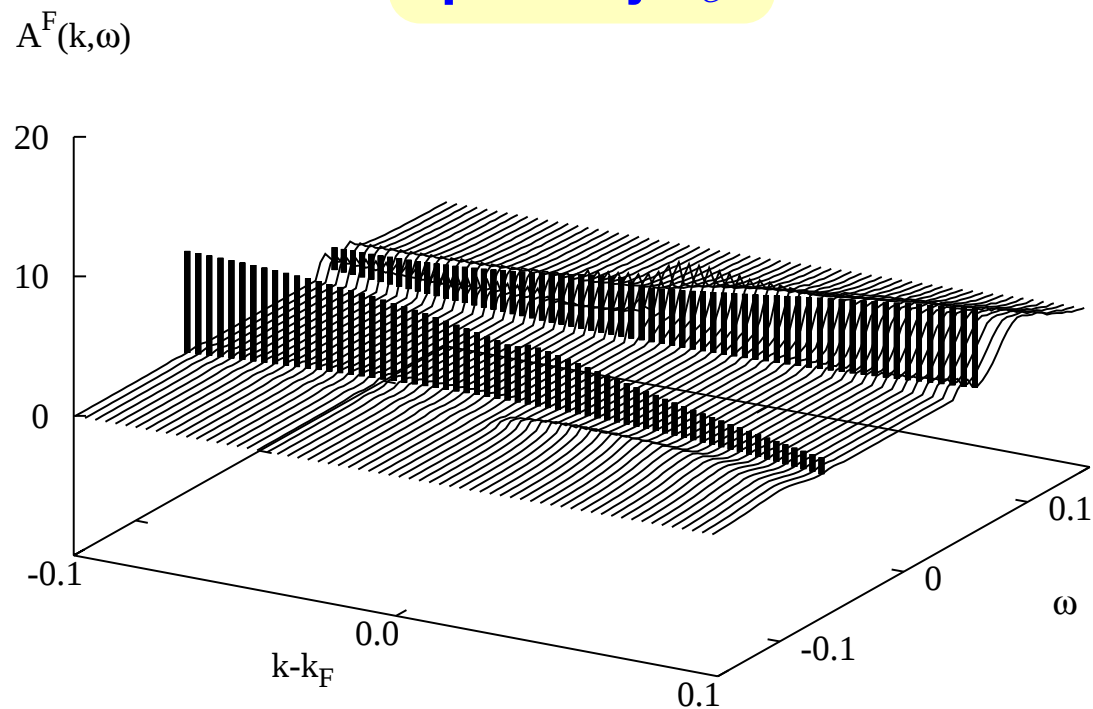


Wpływ silnych fluktuacji wymaga wyjście poza taki schemat !

Efektywne widmo

Efektywne widmo

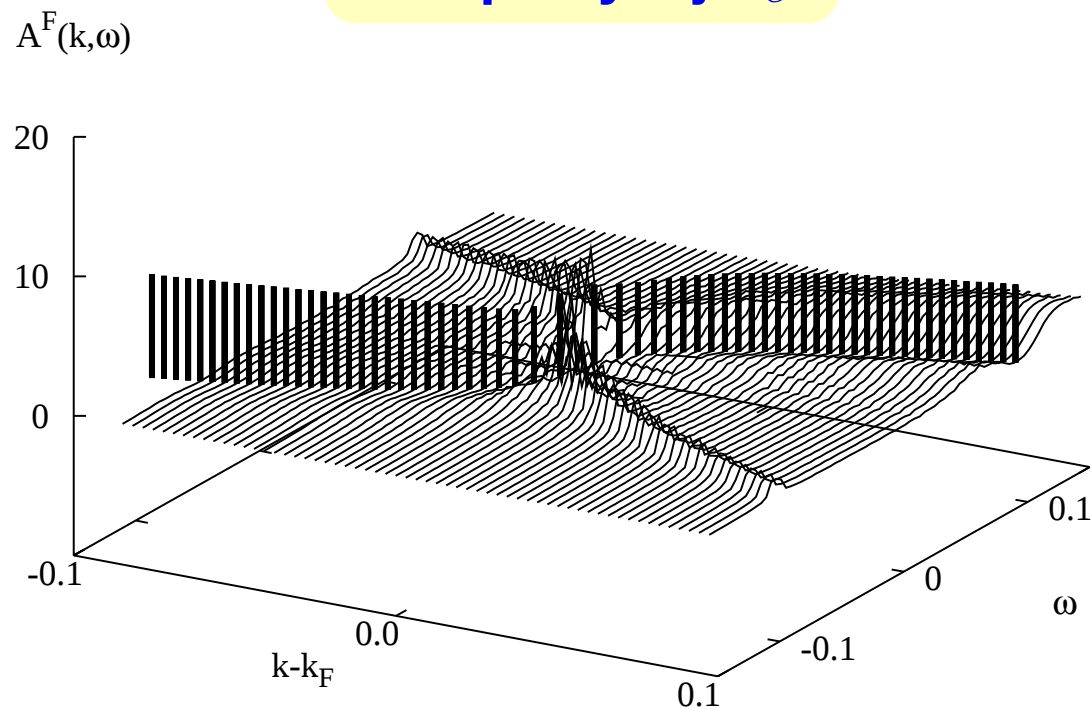
/ poniżej T_c /



*T. Domański and J. Ranninger, Phys. Rev. Lett. **91**, 255301 (2003).*

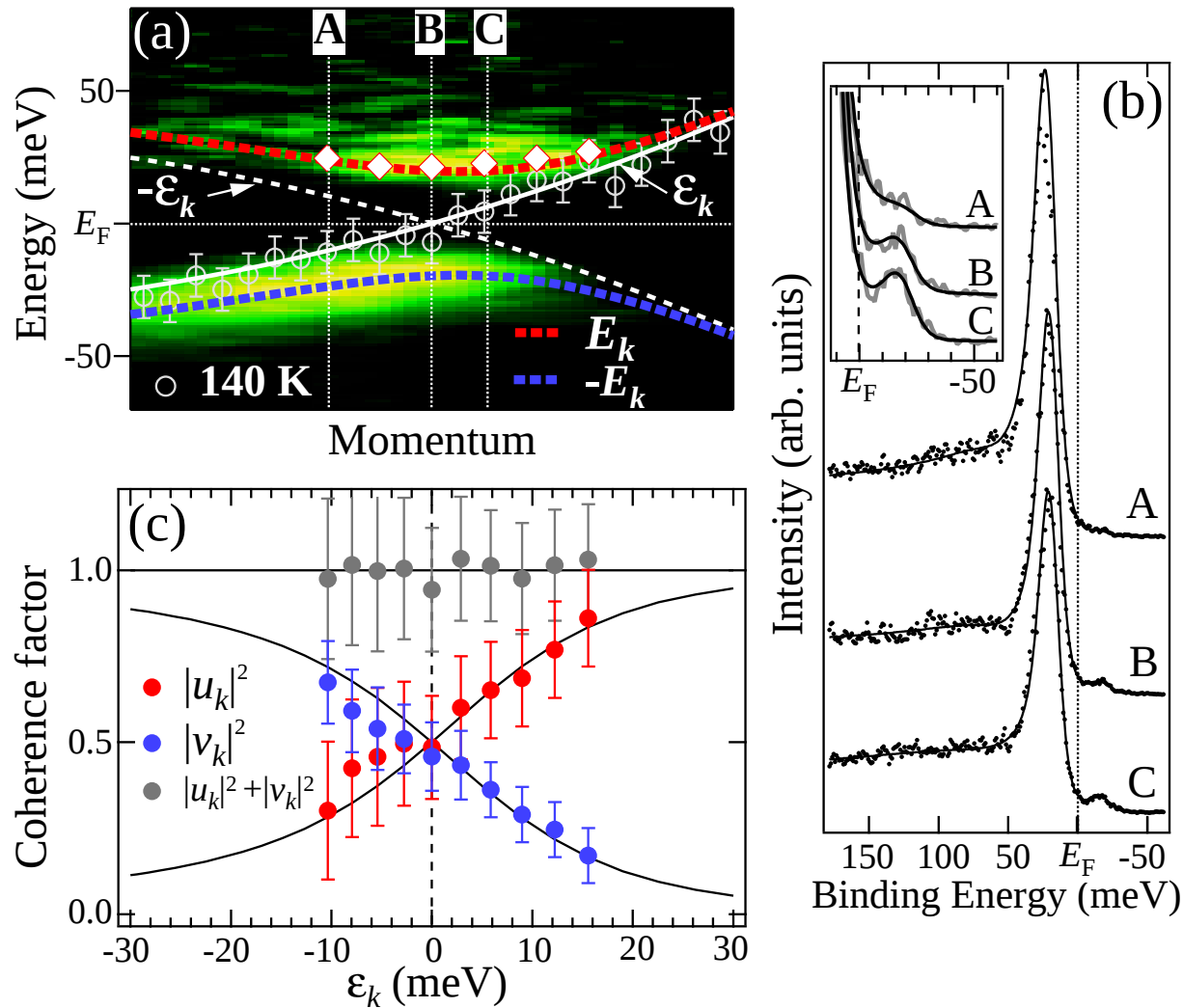
Efektywne widmo

/ tuż powyżej T_c /



*T. Domański and J. Ranninger, Phys. Rev. Lett. **91**, 255301 (2003).*

Dane doświadczalne poniżej T_c



*H. Matsui, T. Sato, and T. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **90**, 217002 (2003).*

Date: Tue, 27 Feb 2007 19:05:55 +0900

From: Hiroaki Matsui <h.matsui@arpes.phys.tohoku.ac.jp>

To: Tadeusz Domanski <doman@kft.umcs.lublin.pl>

Dear Dr. Domanski,

...

We completely agree with you on that detecting the normal state BQP in the UD cuprates has a huge potential impact on the pseudogap problem. As you know, this kind of measurement is not very easy because the ARPES peak is broad in UD at anti-node and high-temperature. We do not have the data at present, but we are trying to realize such an experiment by selecting the conditions.

...

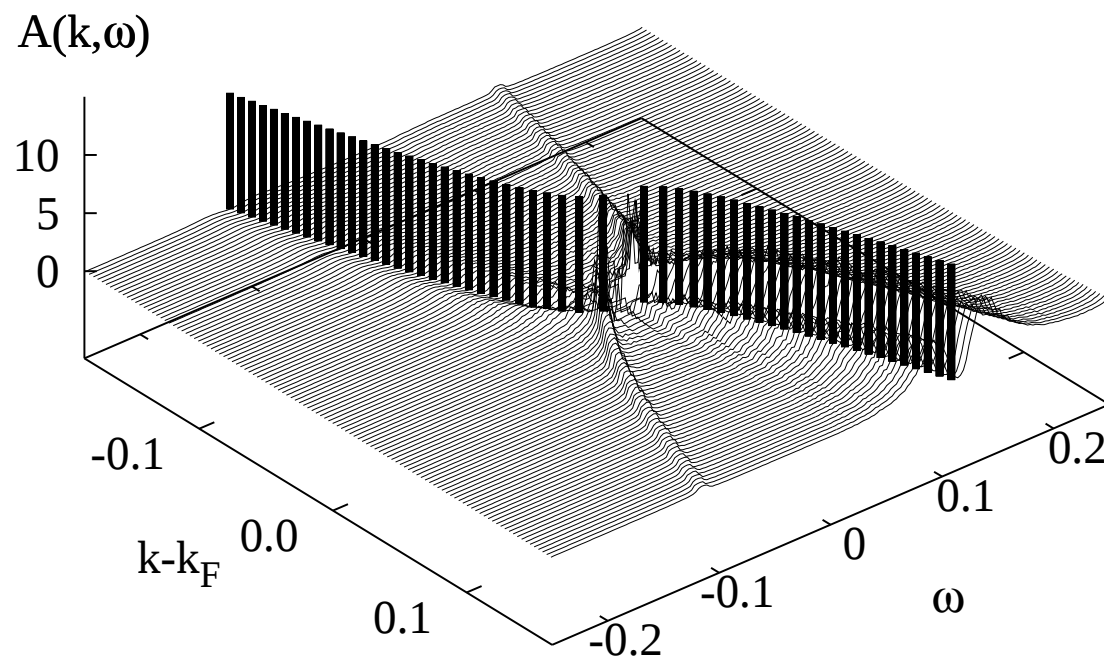
Sincerely yours,

H. Matsui

Splątanie p-h w fazie pseudoszczeliny

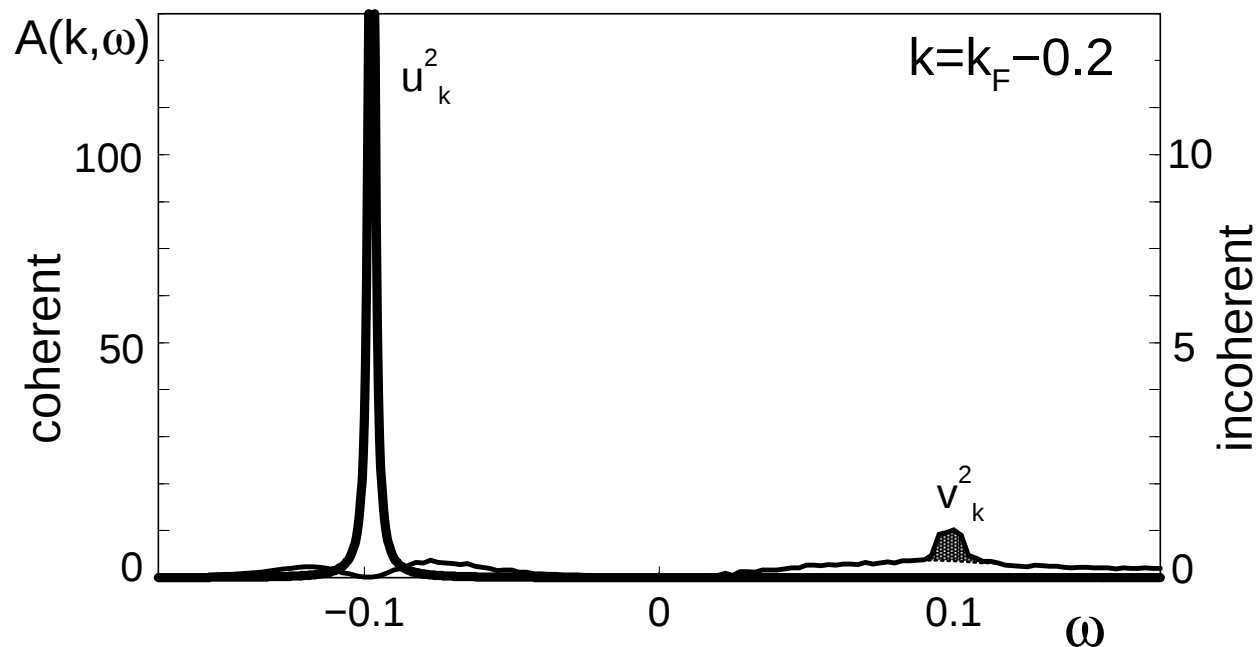
Splątanie p-h w fazie pseudoszczeliny

$$T^* > T > T_c$$



Splątanie p-h w fazie pseudoszczeliny

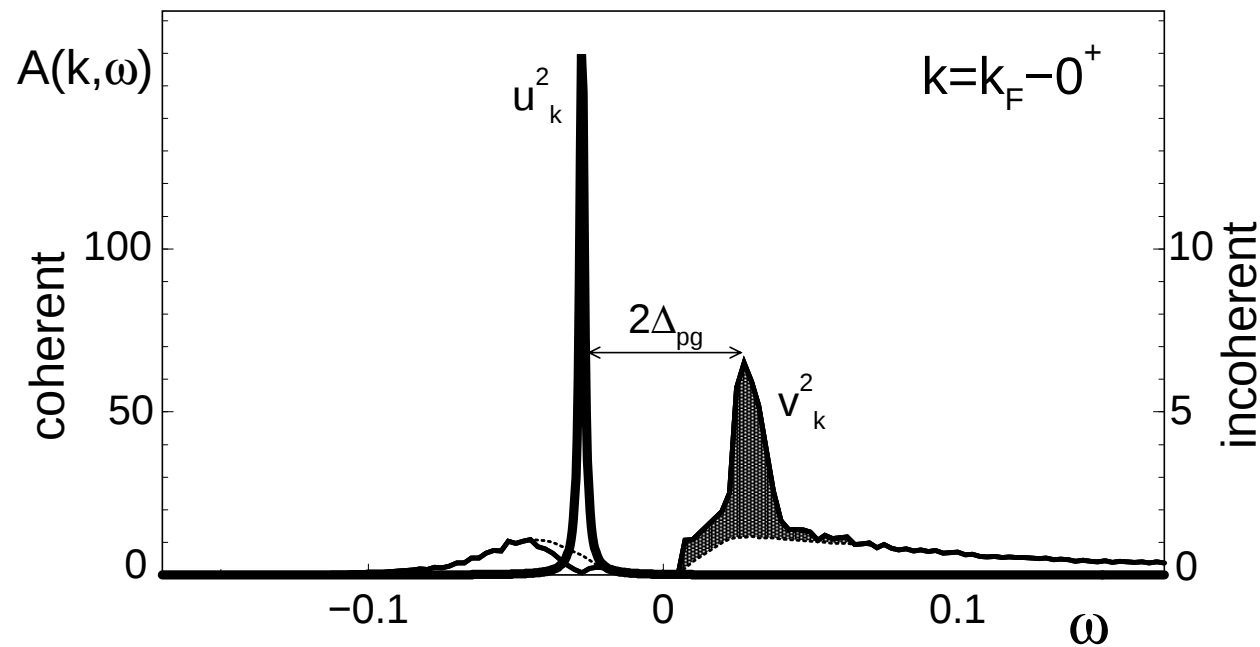
/ dla pędu cząstki znacznie poniżej k_F /



T. Domański, cond-mat/0710.1758

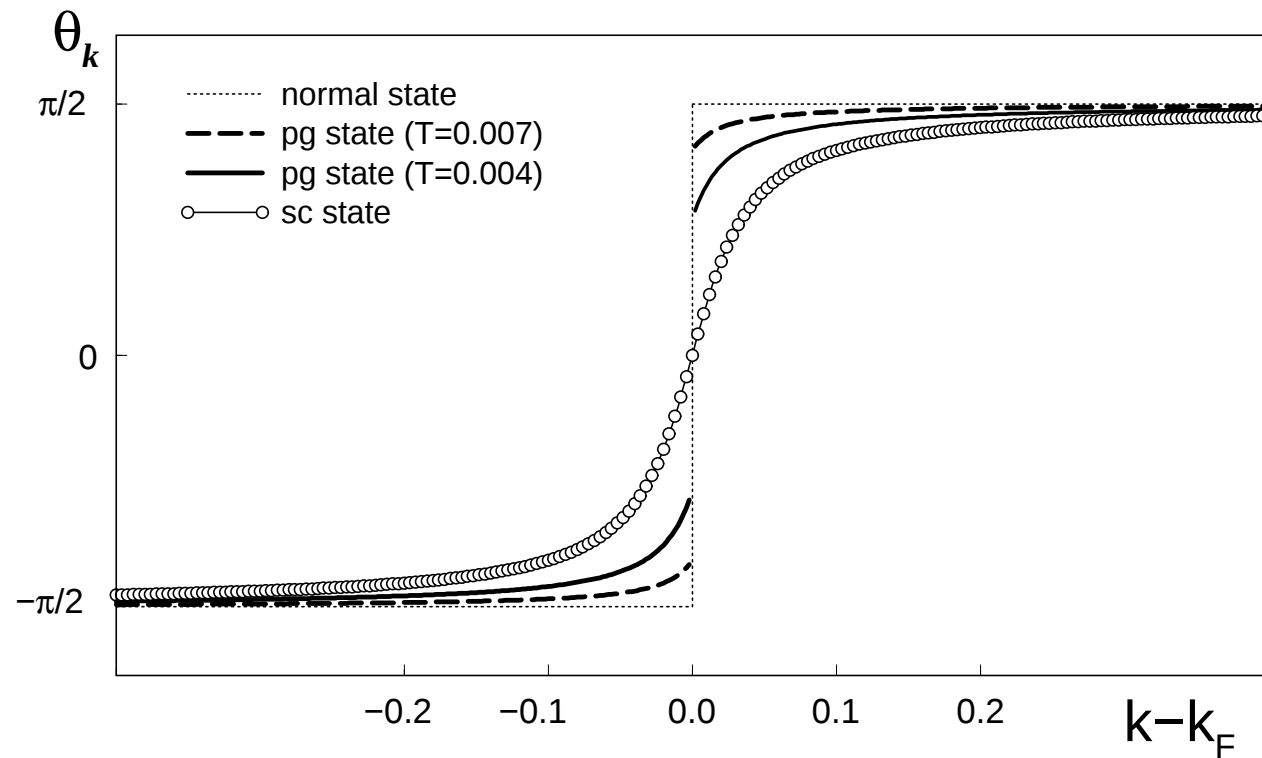
Splątanie p-h w fazie pseudoszczeliny

/ dla pędu cząstki tuż poniżej k_F /



T. Domański, cond-mat/0710.1758

Kąt nachylenia pseudospinu



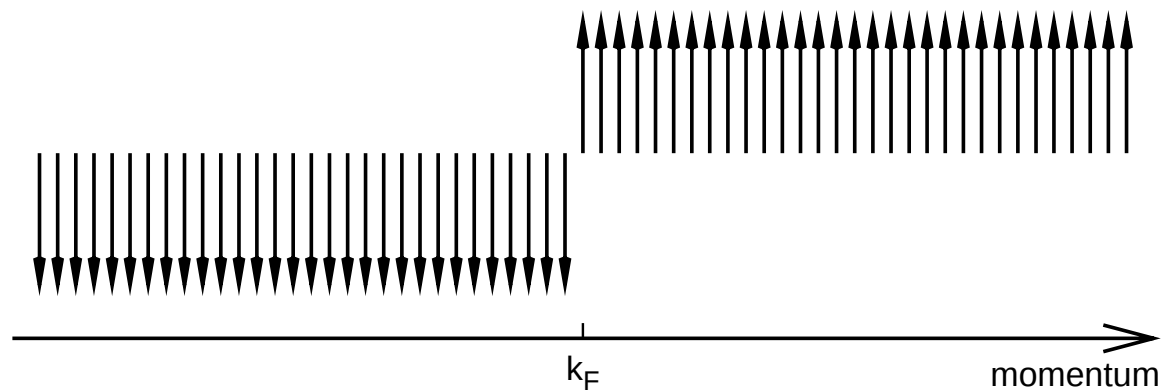
Zmiana nachylenia pseudospinu dla kilku temperatur.

T. Domański, cond-mat/0710.1758

Kąt nachylenia pseudospinu w $T = 0$

$\vec{\sigma}_k$ jest równoległy do wektora $(0, 0, \varepsilon_k - \mu)$

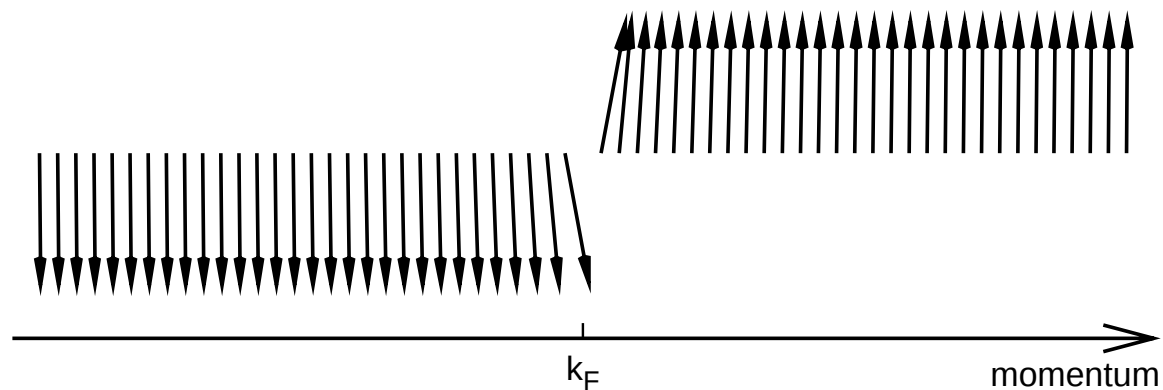
stan normalny



Kąt nachylenia pseudospinu w $T = 0$

wektor $\vec{\sigma}_k$ pochyla się przy pow. Fermiego

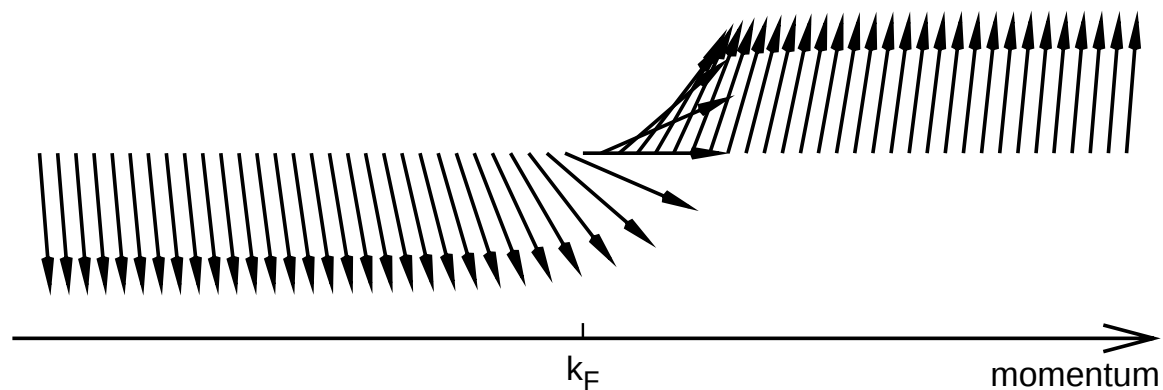
stan pseudoszczelinowy



Kąt nachylenia pseudospinu w $T = 0$

$\vec{\sigma}_k$ jest przechylony w pobliżu pow. Fermiego

stan nadprzewodzący



Uwagi/wnioski do części 2

- Powyżej T_c w HTSC nadal realizuje się splątanie cząstka-dziura.

Uwagi/wnioski do części 2

- Powyżej T_c w HTSC nadal realizuje się splątanie cząstka-dziura.
- Efektywność splątania p-h stopniowo zanika w miarę wzrostu temperatury.

Uwagi/wnioski do części 2

- Powyżej T_c w HTSC nadal realizuje się splątanie cząstka-dziura.
- Efektywność splątania p-h stopniowo zanika w miarę wzrostu temperatury.
- Zależność kąta Bogoliubova jest pośrednie między charakterystyką typową dla stanu normalnego oraz nadprzewodzącego.

3. Wpływ splątania p-h w heterozłączach

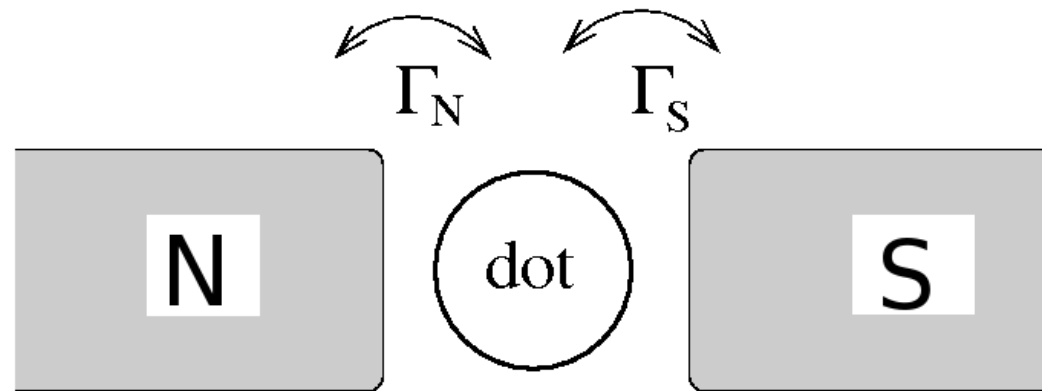
/ odbicia Andreeva na kropkach kwantowych /

Realizacja p-h w kropkach kwantowych

Rozpatrzmy krope kwantową (QD) w heterozłączu

Realizacja p-h w kropkach kwantowych

Rozpatrzmy kropkę kwantową (QD) w heterozłączu



elektroda metaliczna

QD

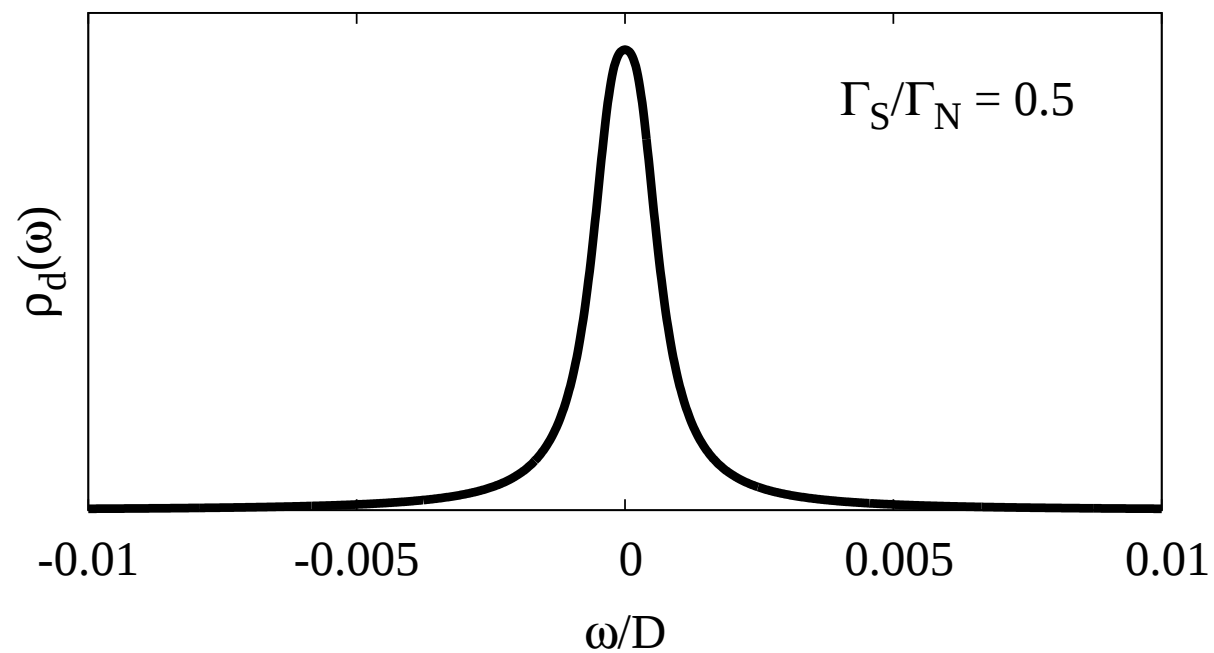
nadprzewodnik

Złącze N - QD - S

Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej

Złącze N - QD - S

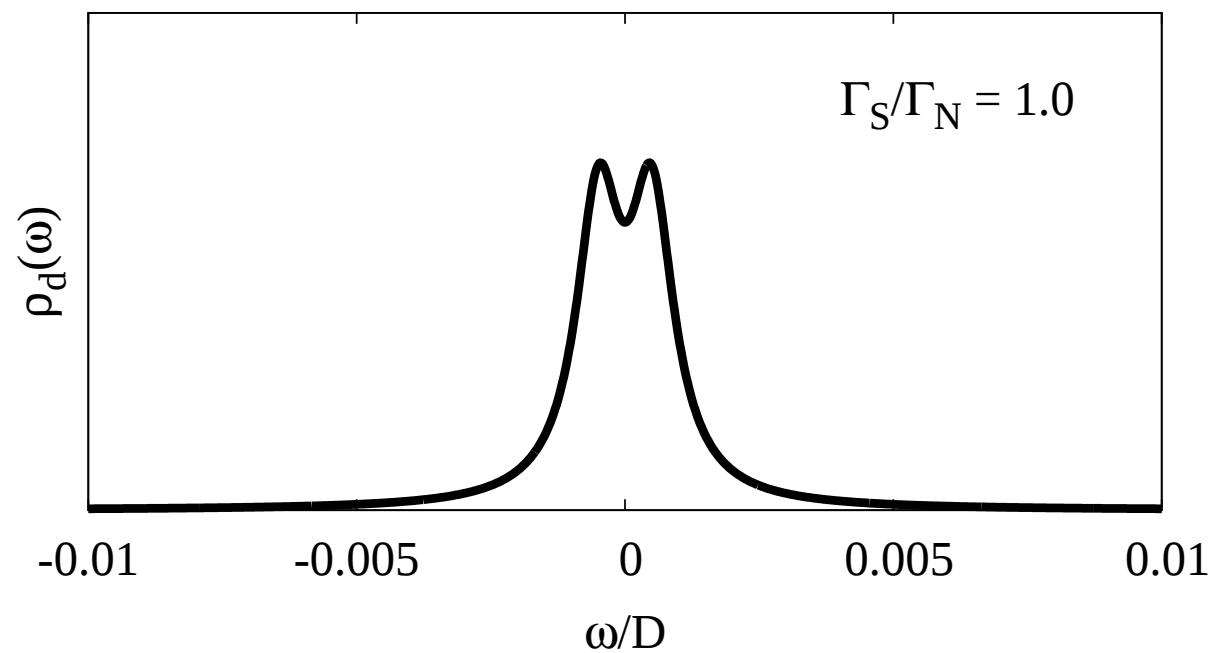
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

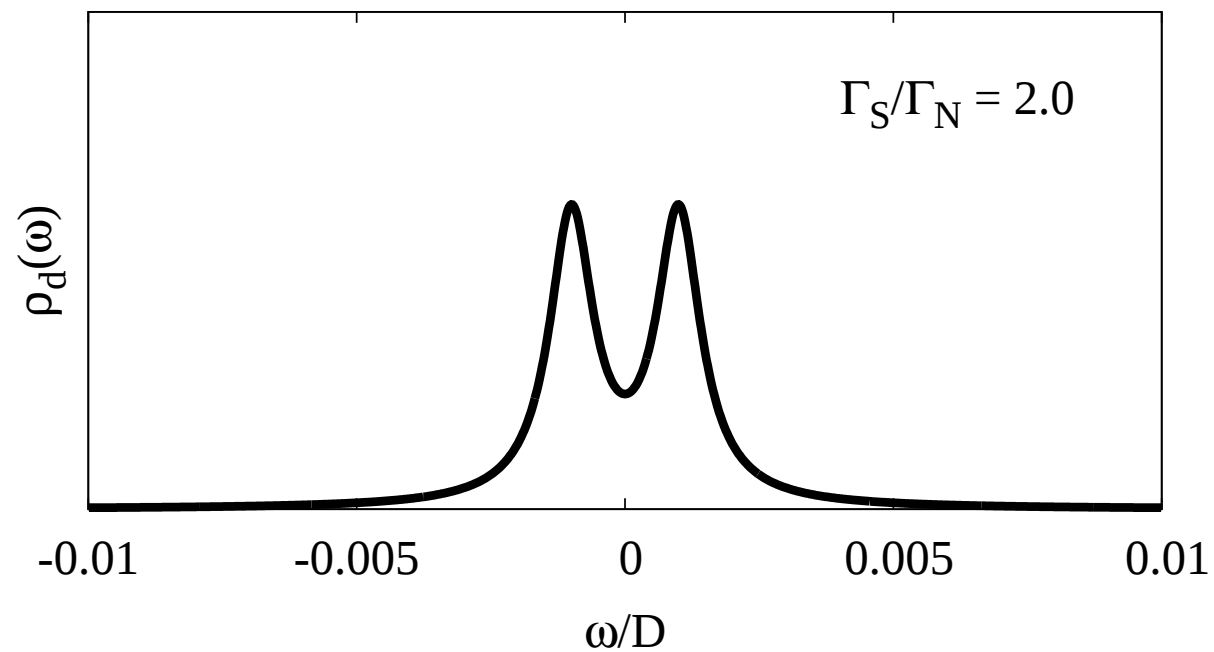
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

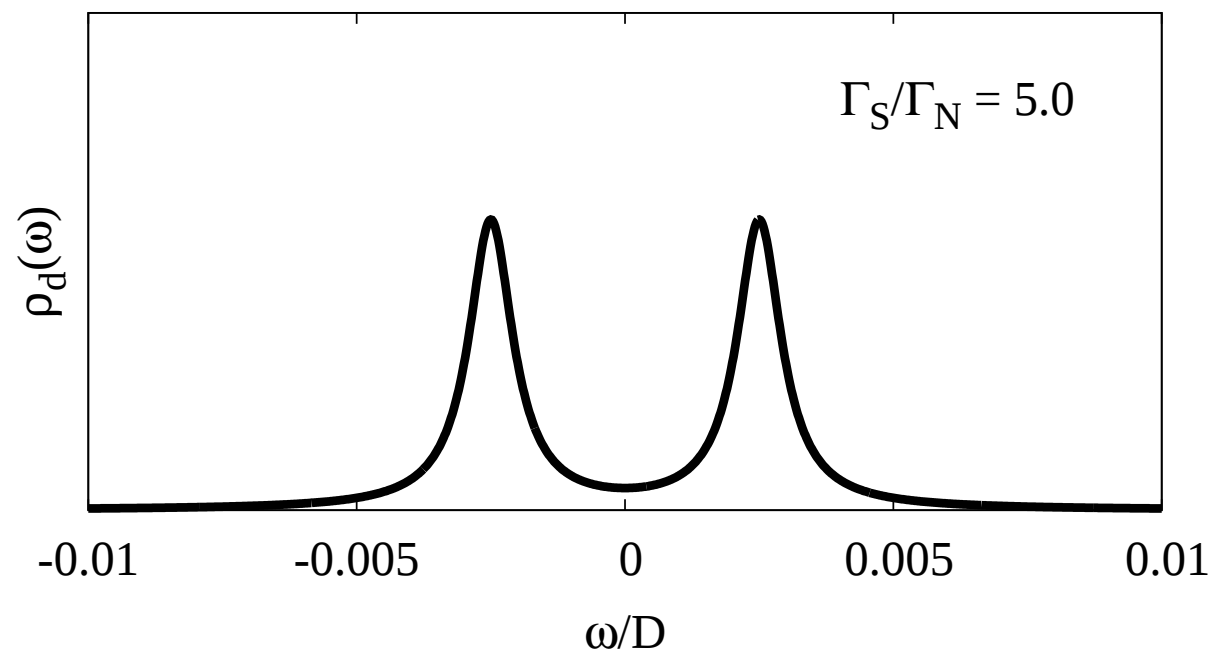
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

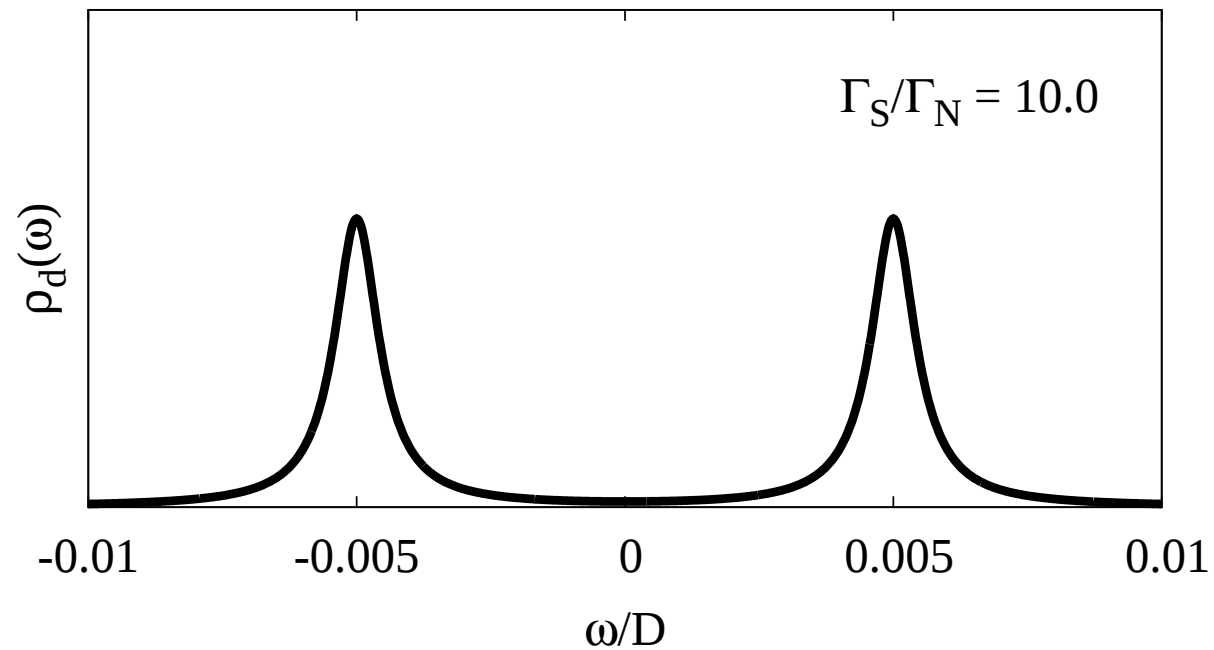
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



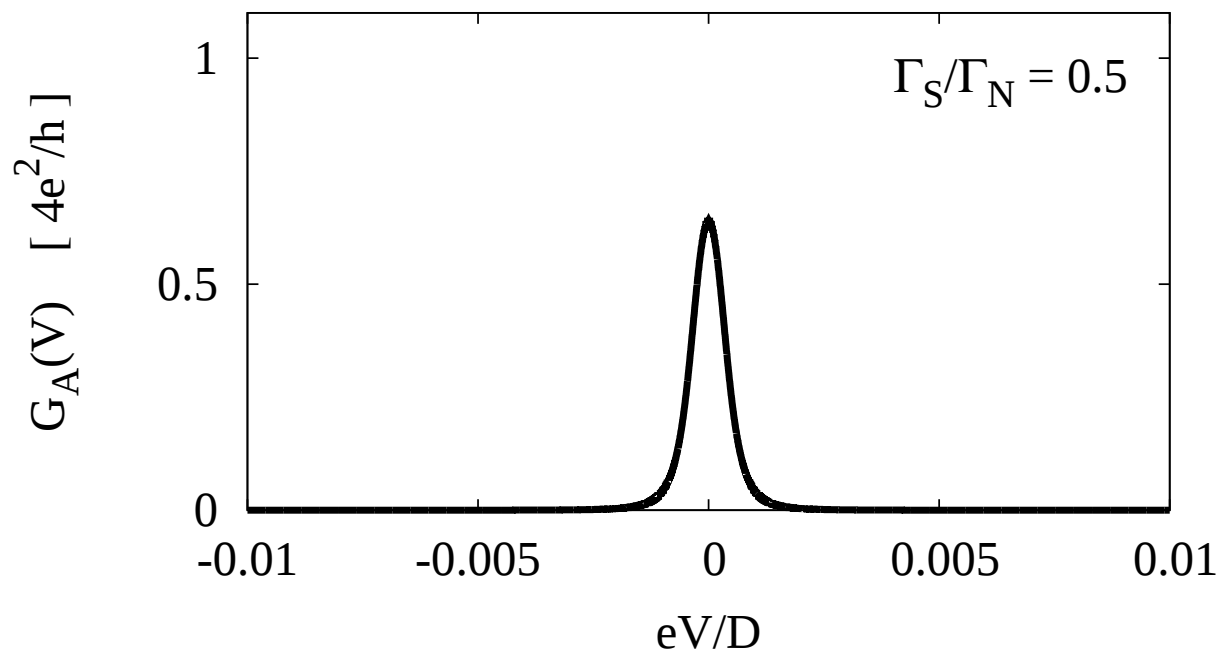
Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$

Złącze N - QD - S

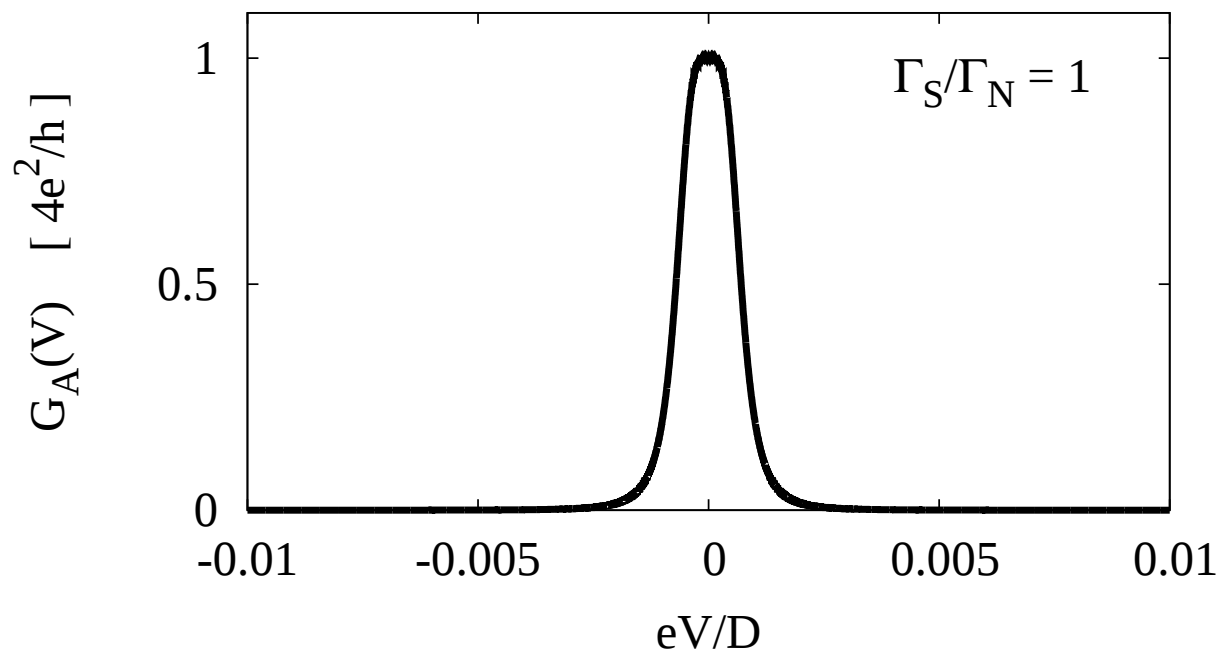
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

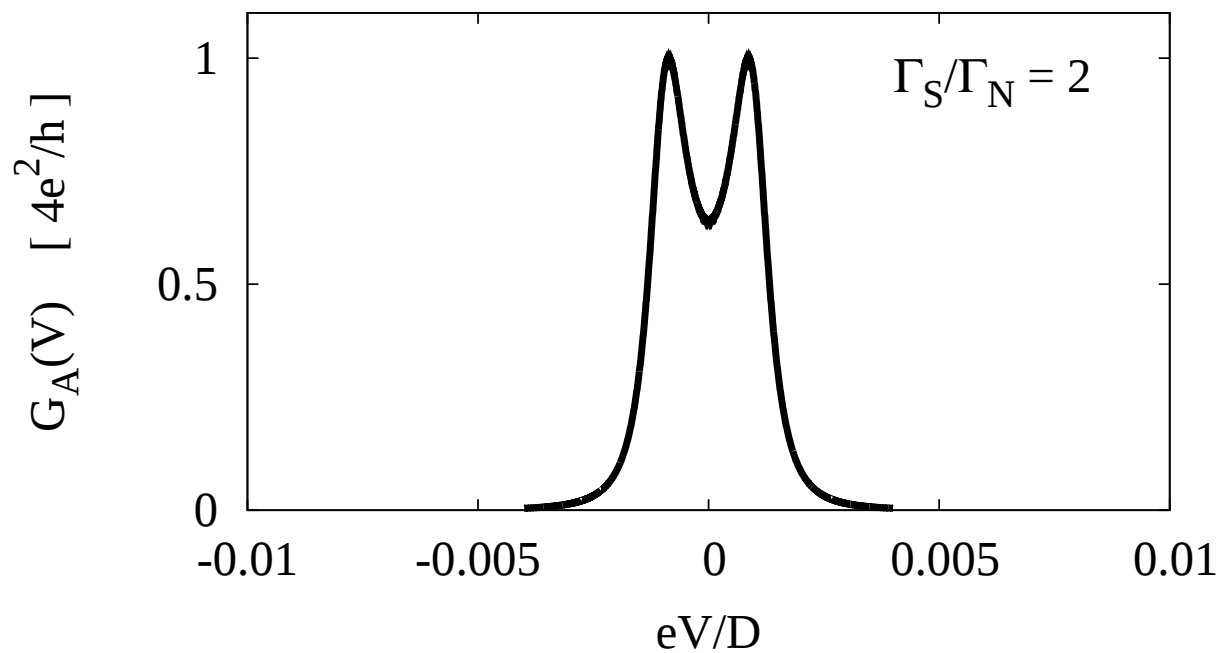
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

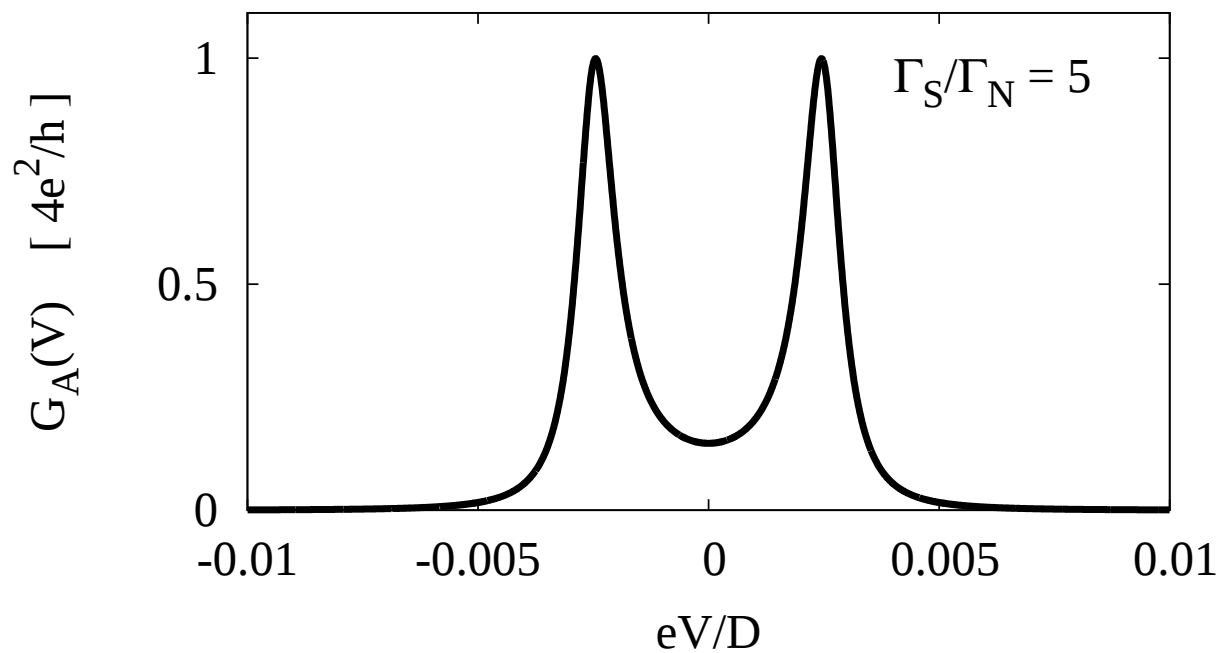
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

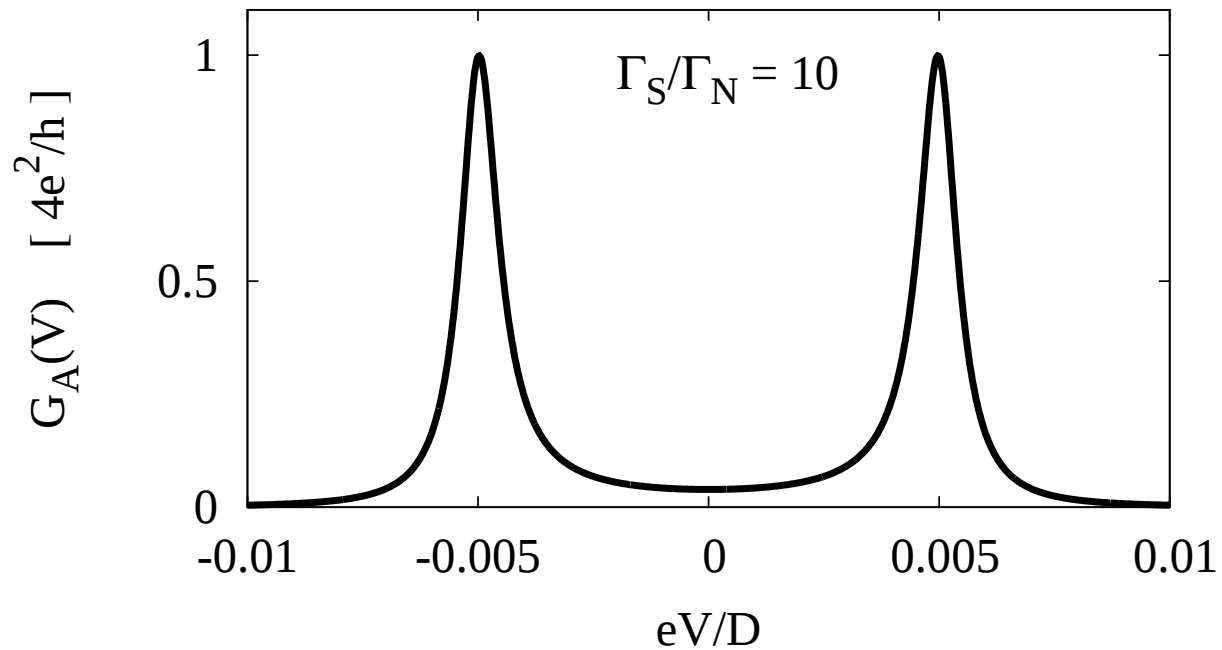
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



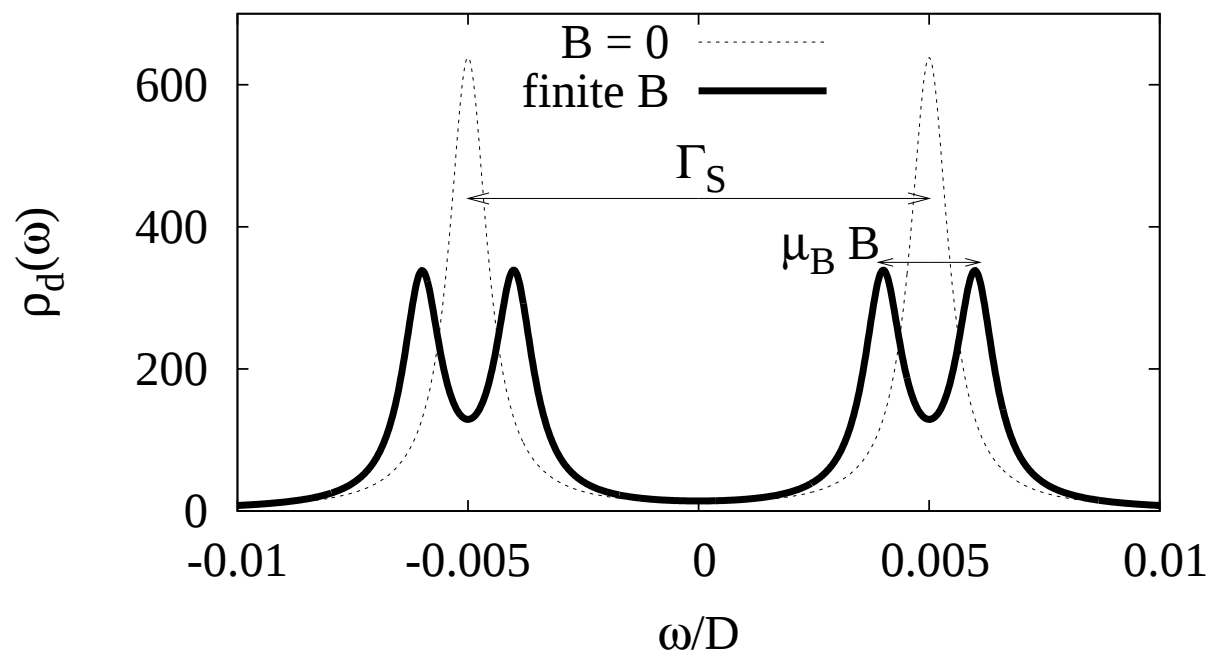
Przypadek: $\varepsilon_d = 0$ oraz $U = 0$

Złącze N - QD - S

/ w obecności zewnętrznego pola magnetycznego /

Złącze N - QD - S

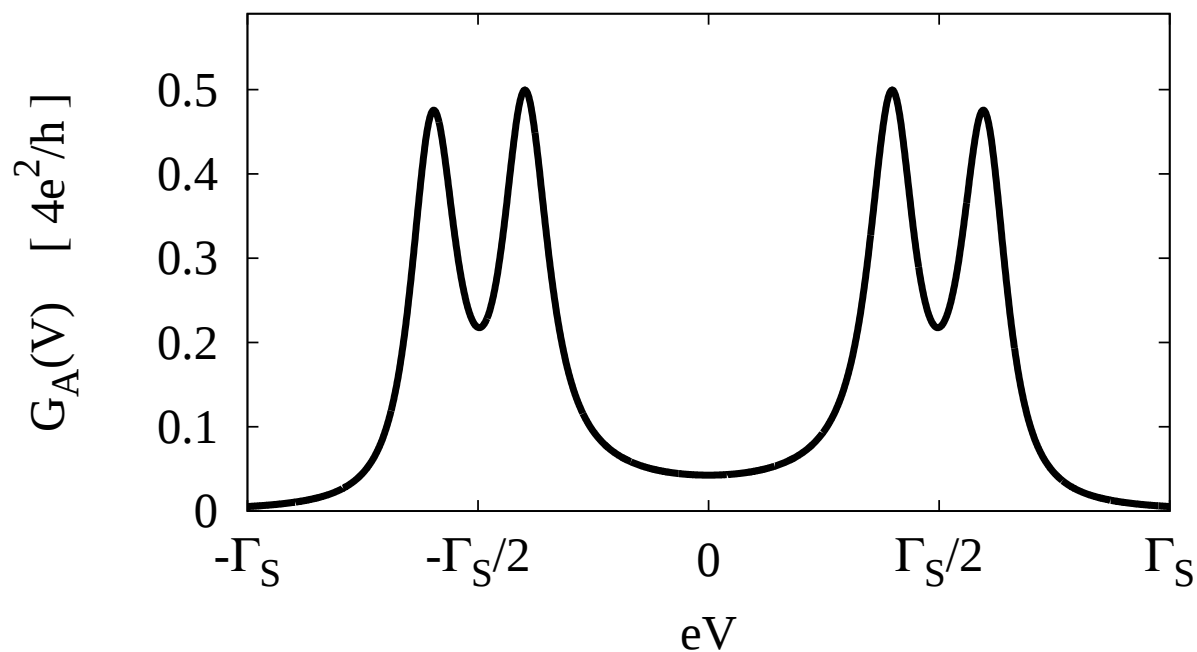
/ w obecności zewnętrznego pola magnetycznego /



Wpływ efektu Zeemana na gęstość stanów $\rho_d(\omega)$.

Złącze N - QD - S

/ w obecności zewnętrznego pola magnetycznego /



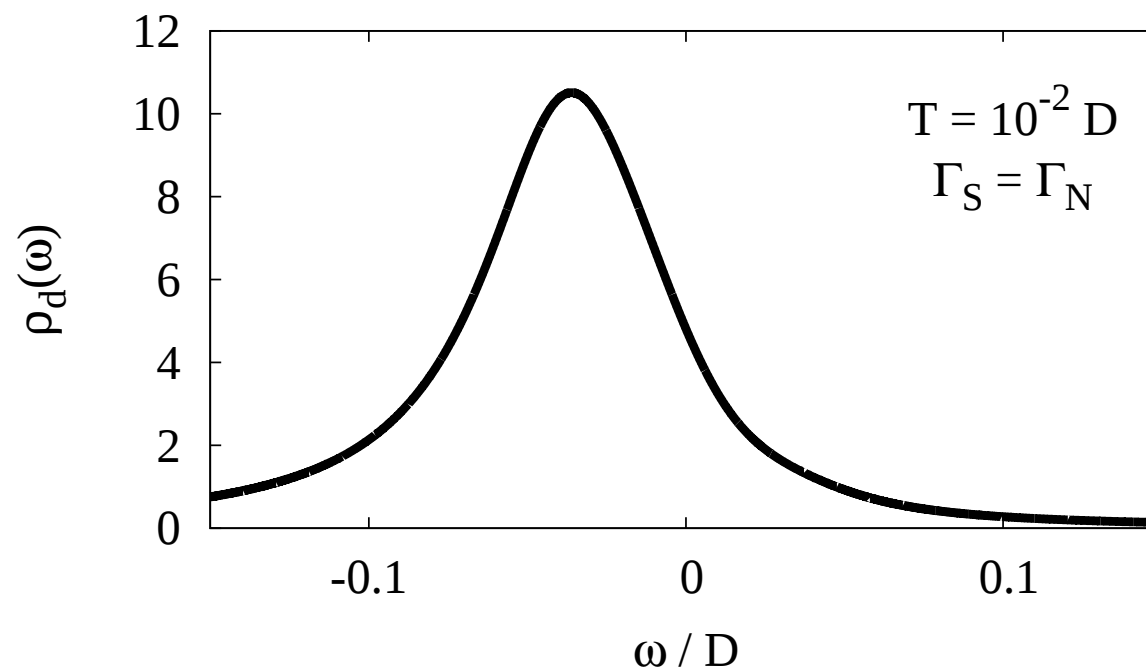
Wpływ efektu Zeemana na prąd Andreeva $G_A(V)$

Złącze N - QD - S

Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej

Złącze N - QD - S

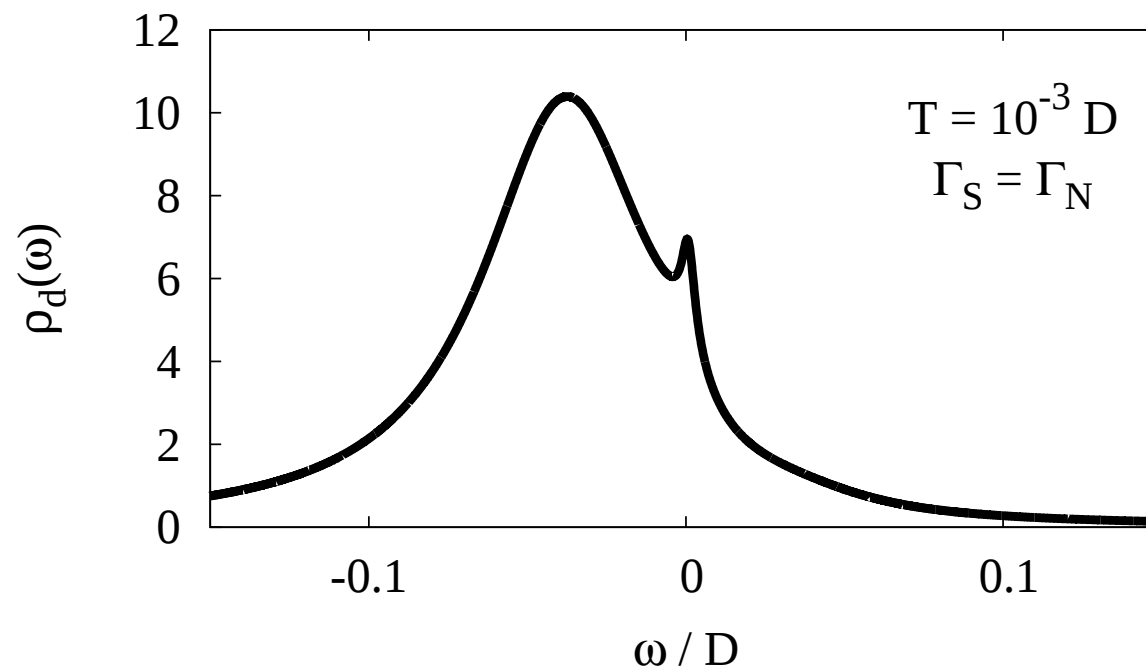
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

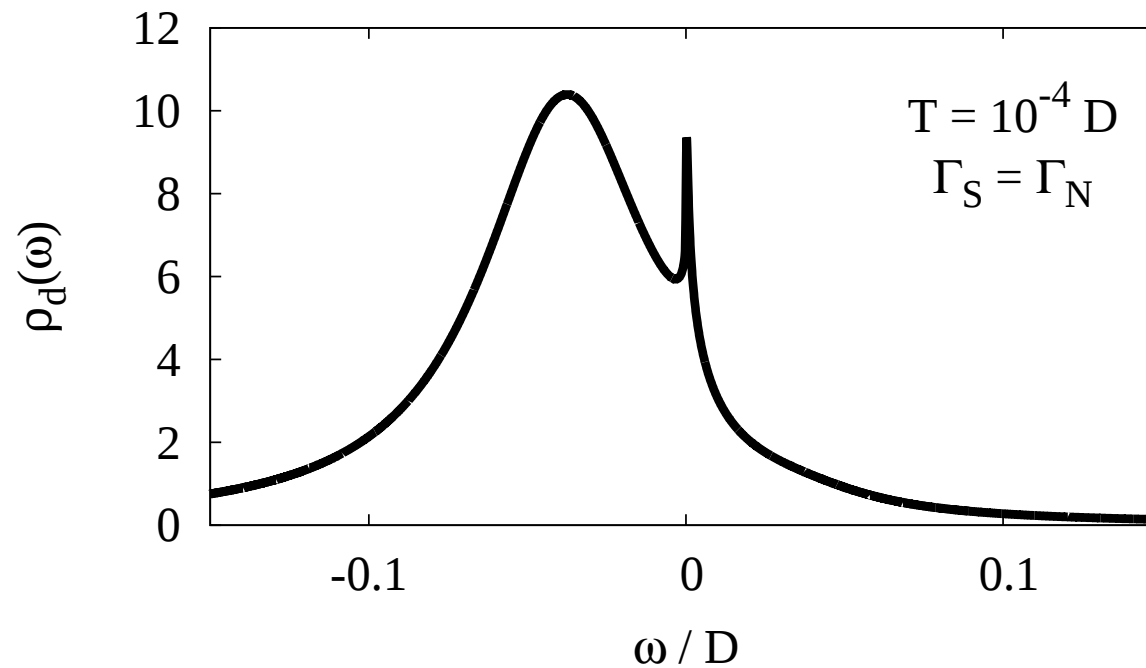
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

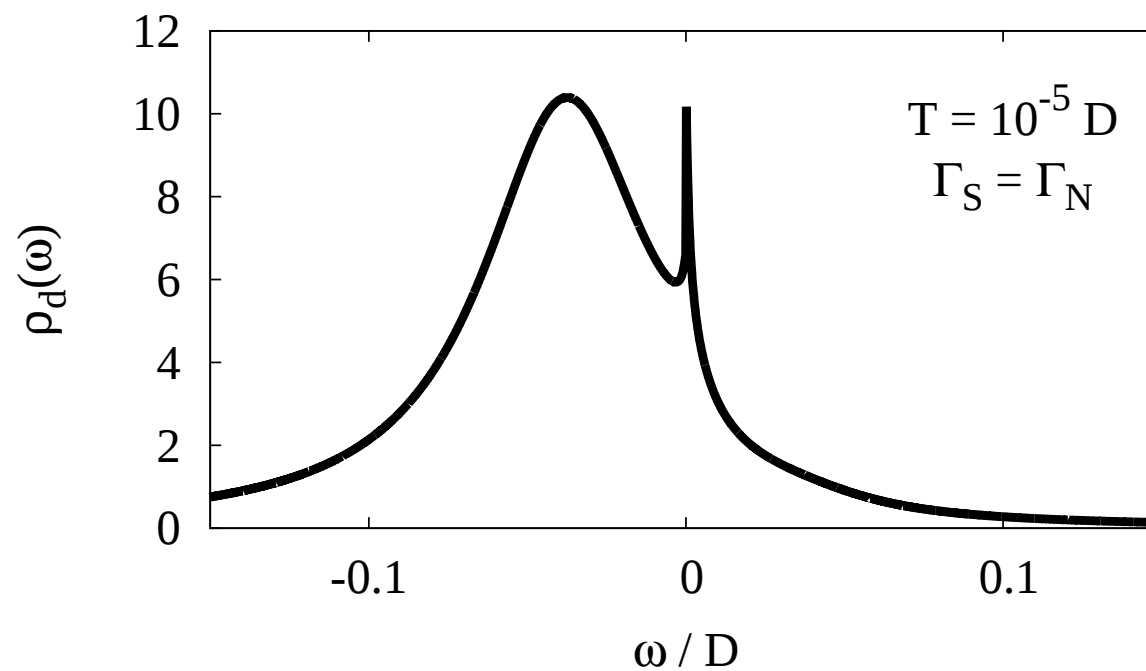
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

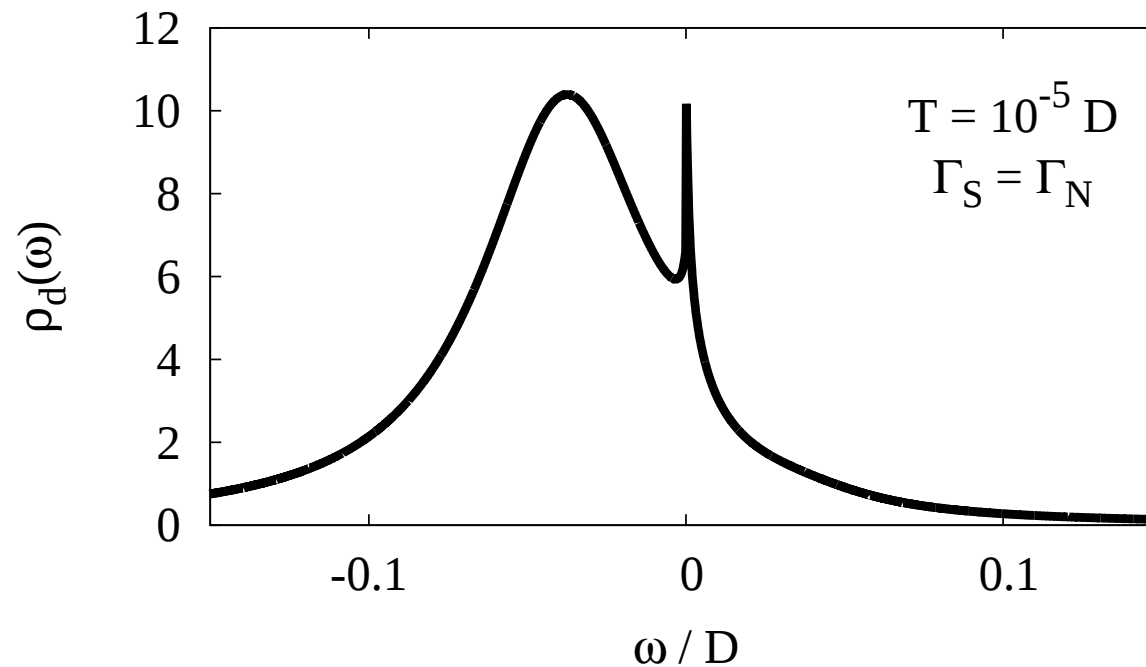
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

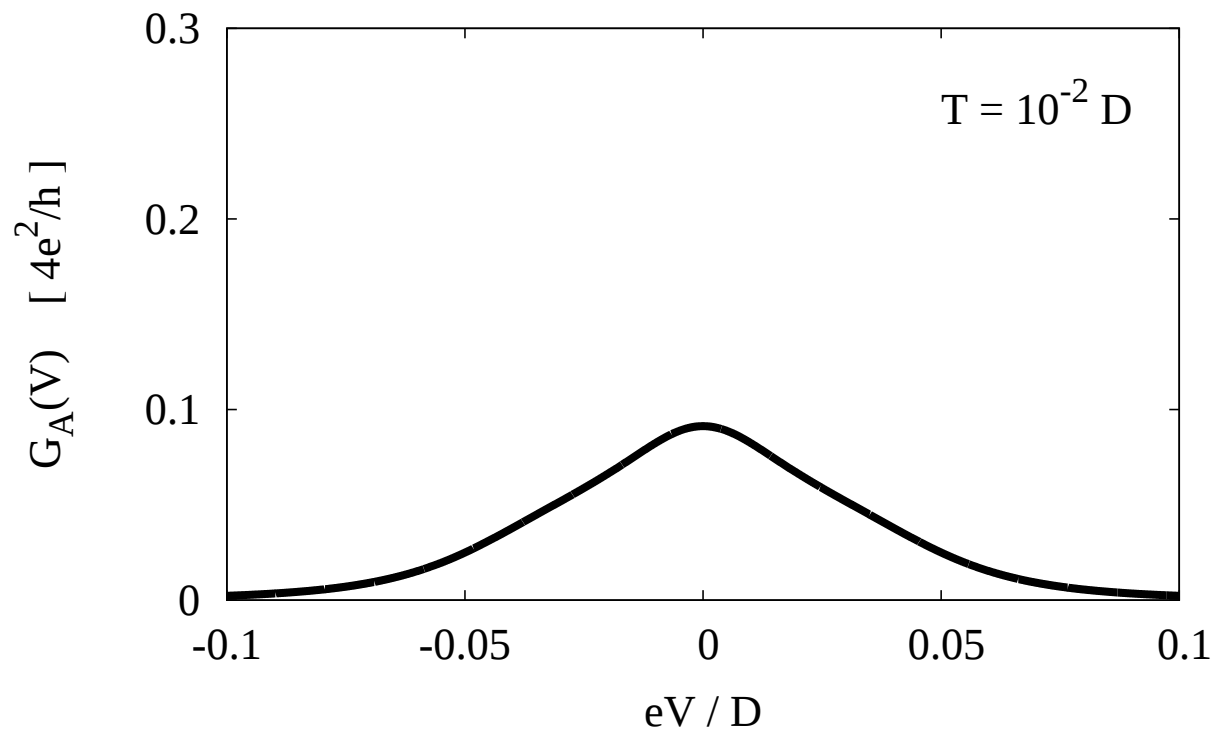
Pojawia się rezonans Kondo !

Złącze N - QD - S

Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$

Złącze N - QD - S

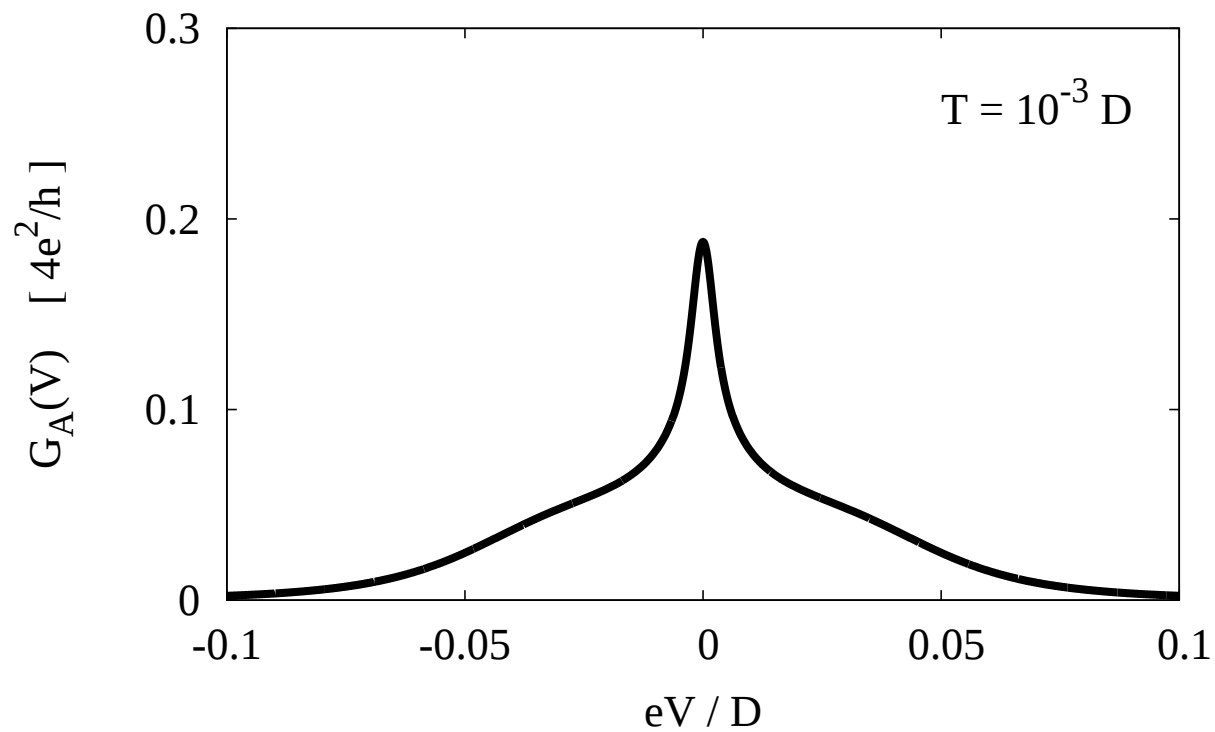
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

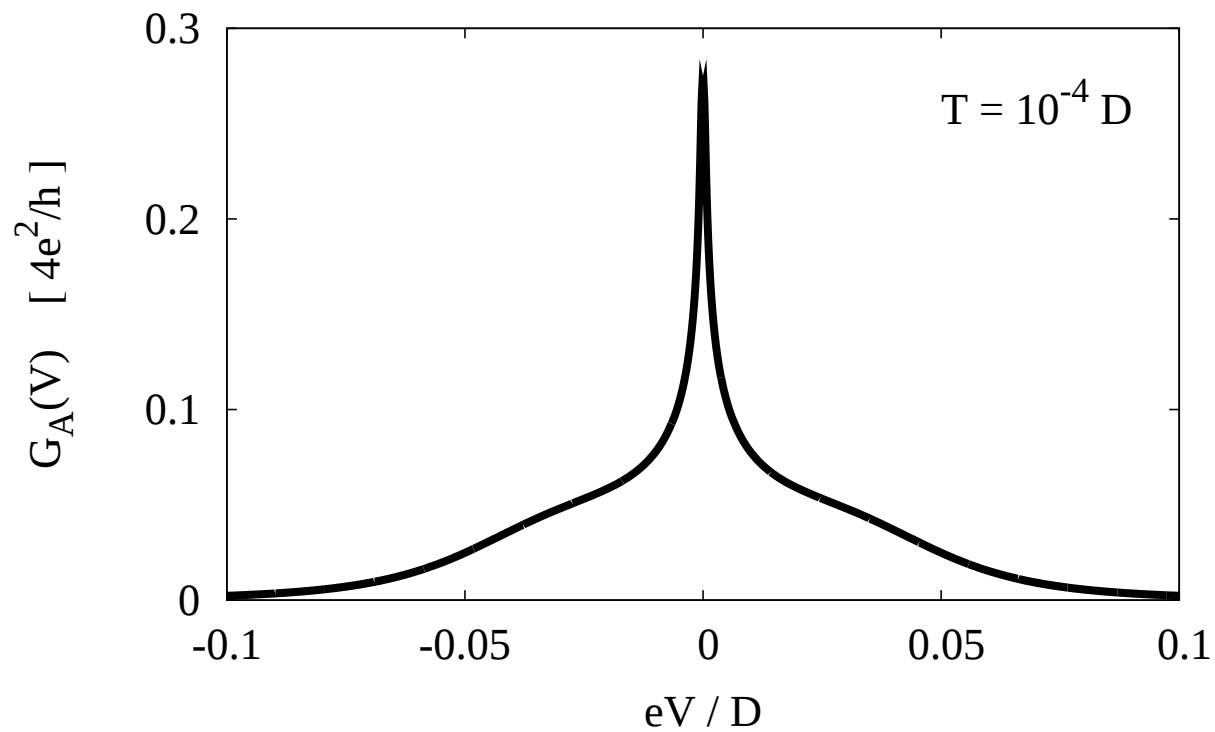
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

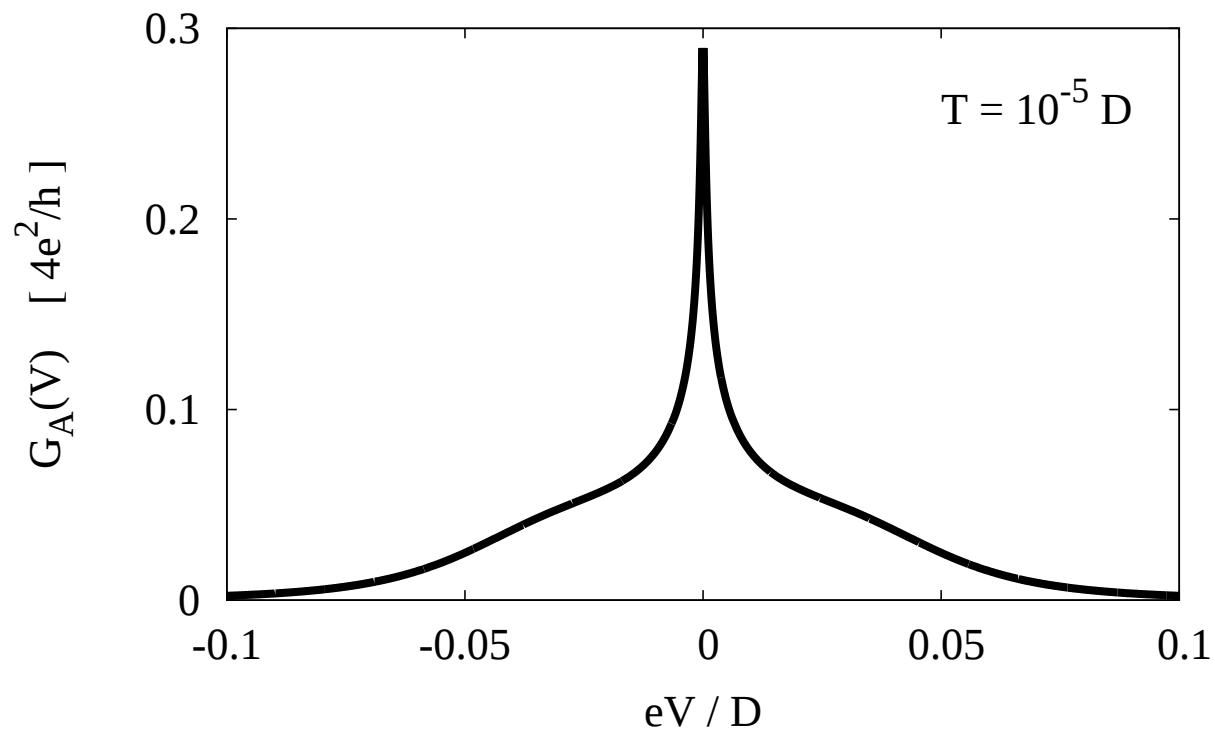
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

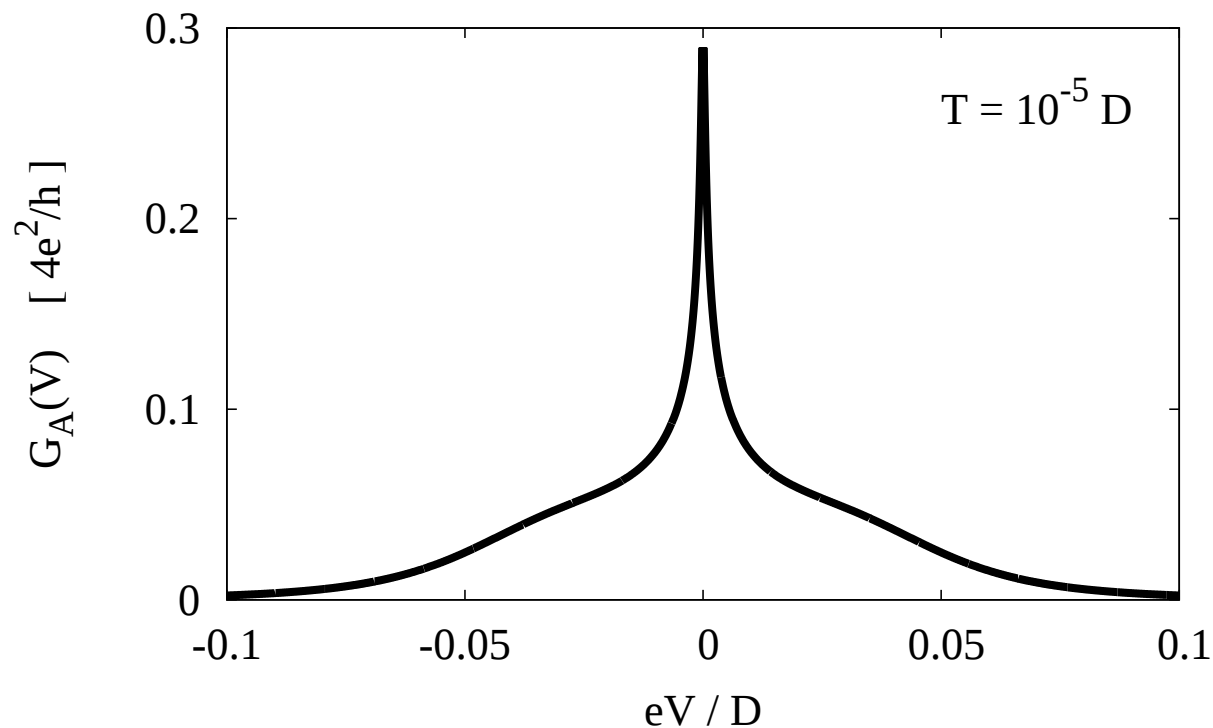
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

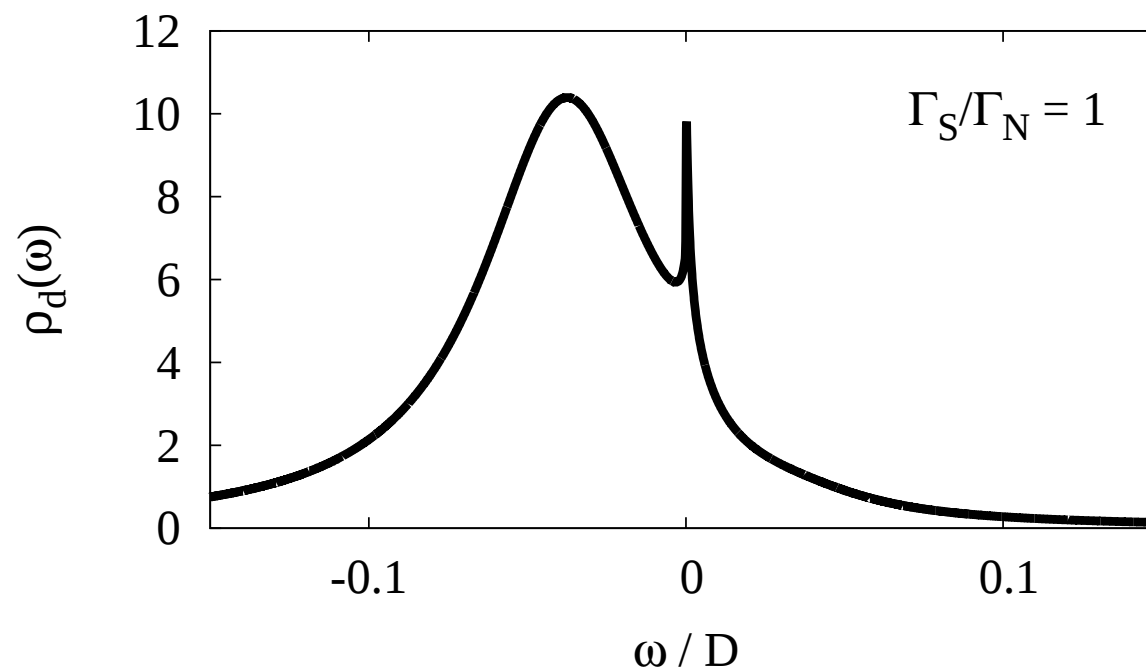
Anomalia zerowego napięcia !

Złącze N - QD - S

Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej

Złącze N - QD - S

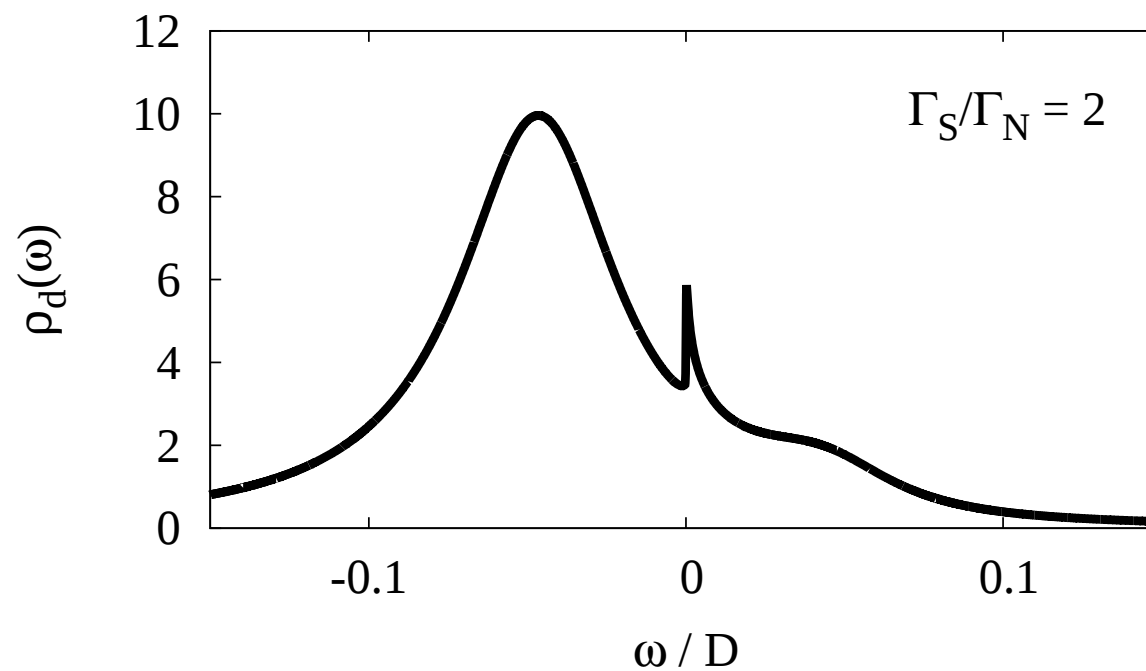
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

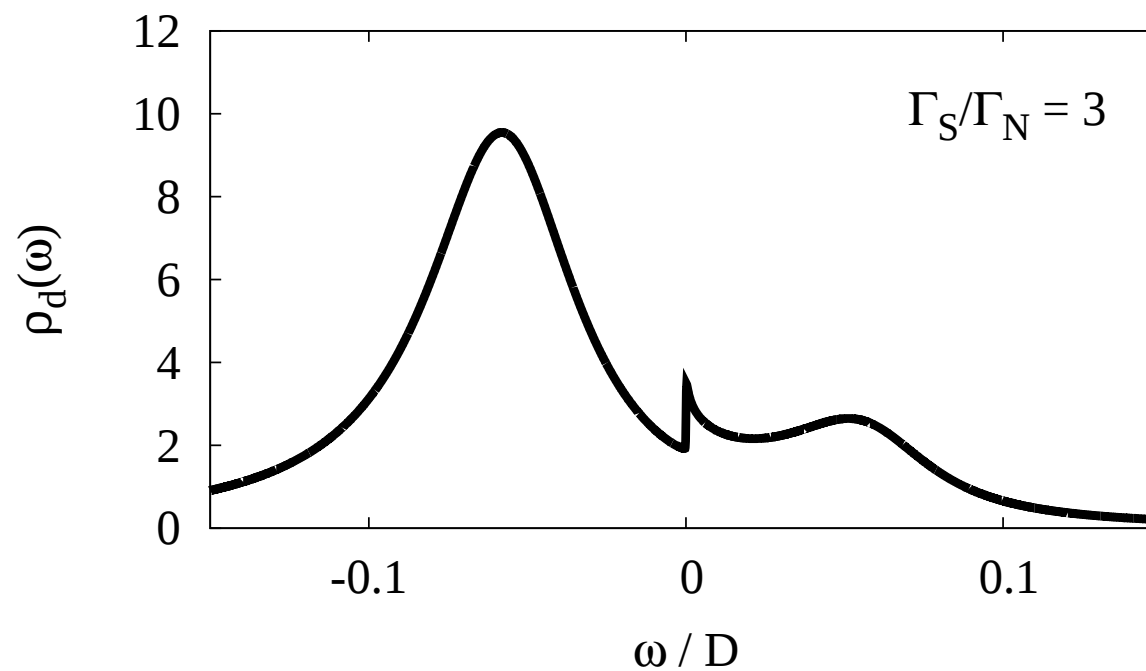
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

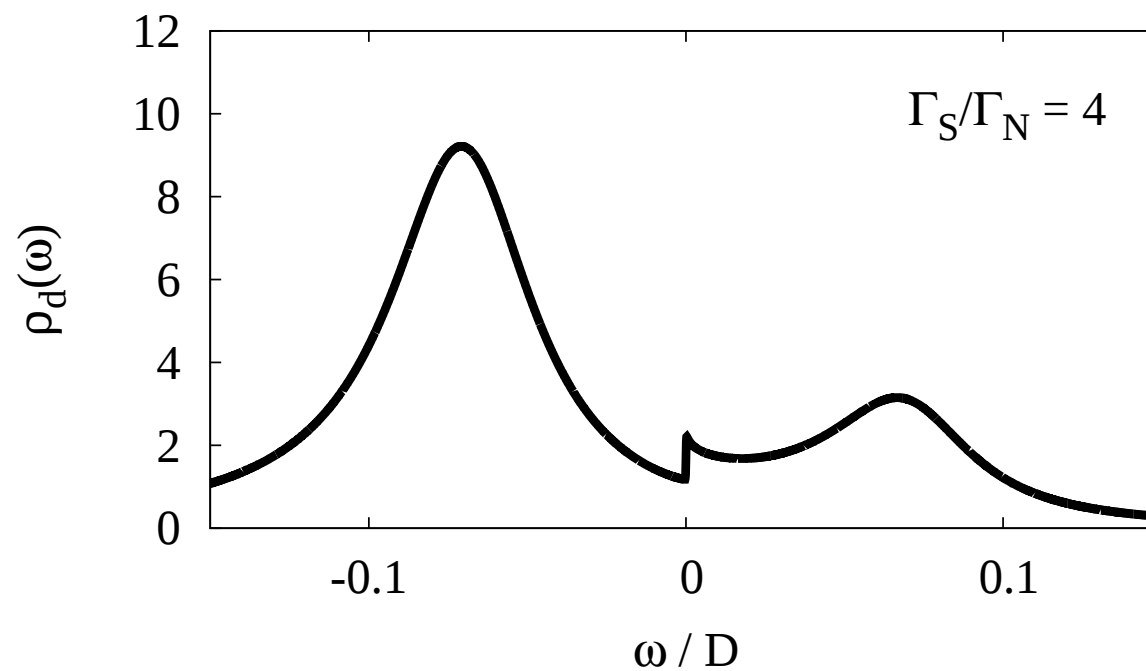
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

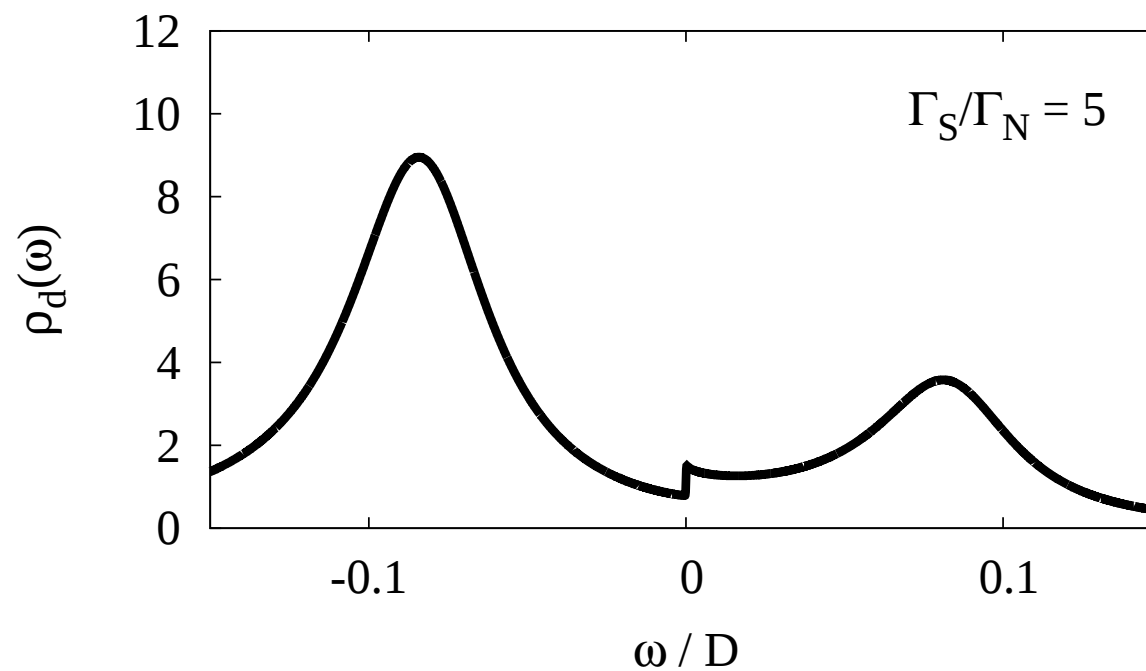
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

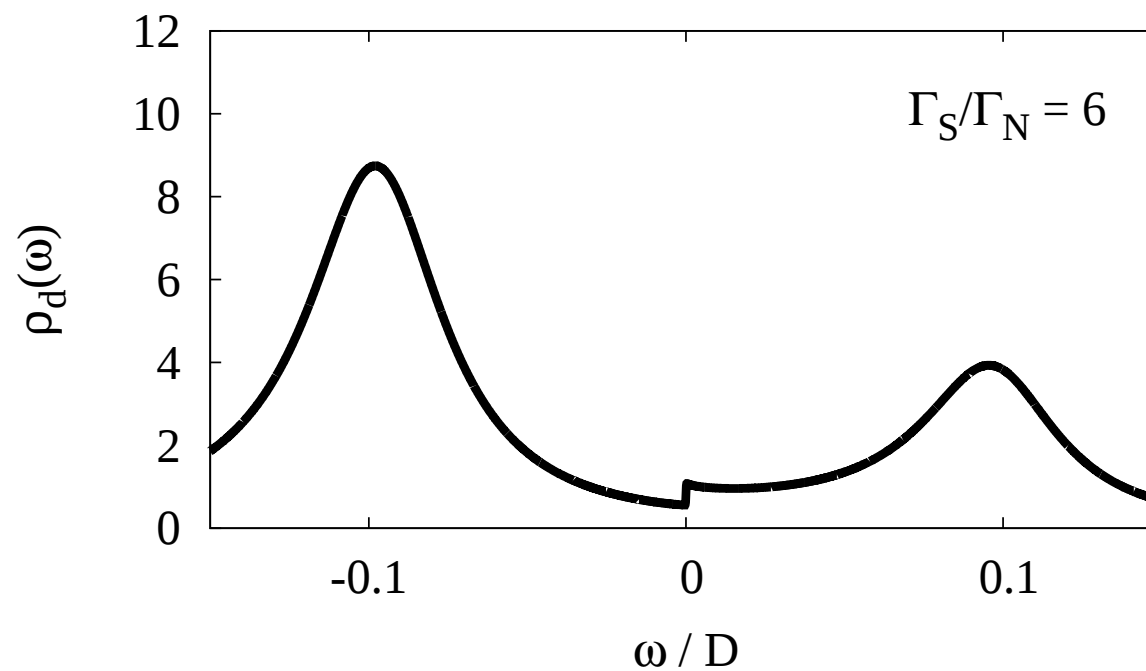
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

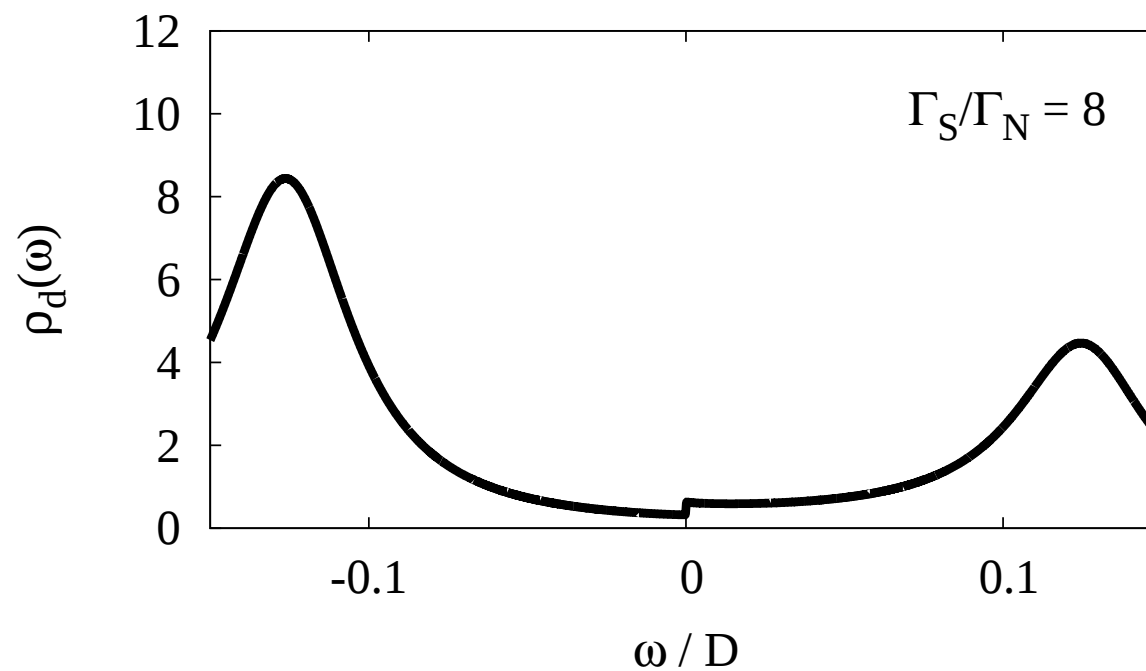
Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

Gęstość stanów $\rho_d(\omega)$ na kropce kwantowej



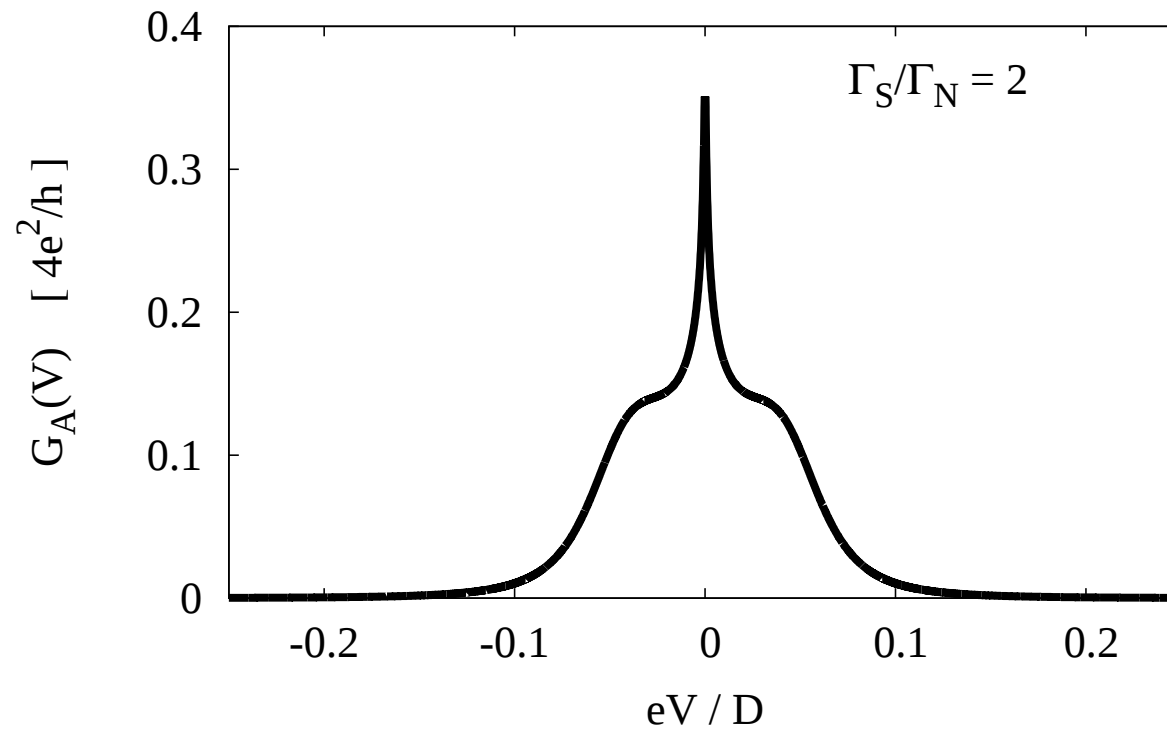
Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$

Złącze N - QD - S

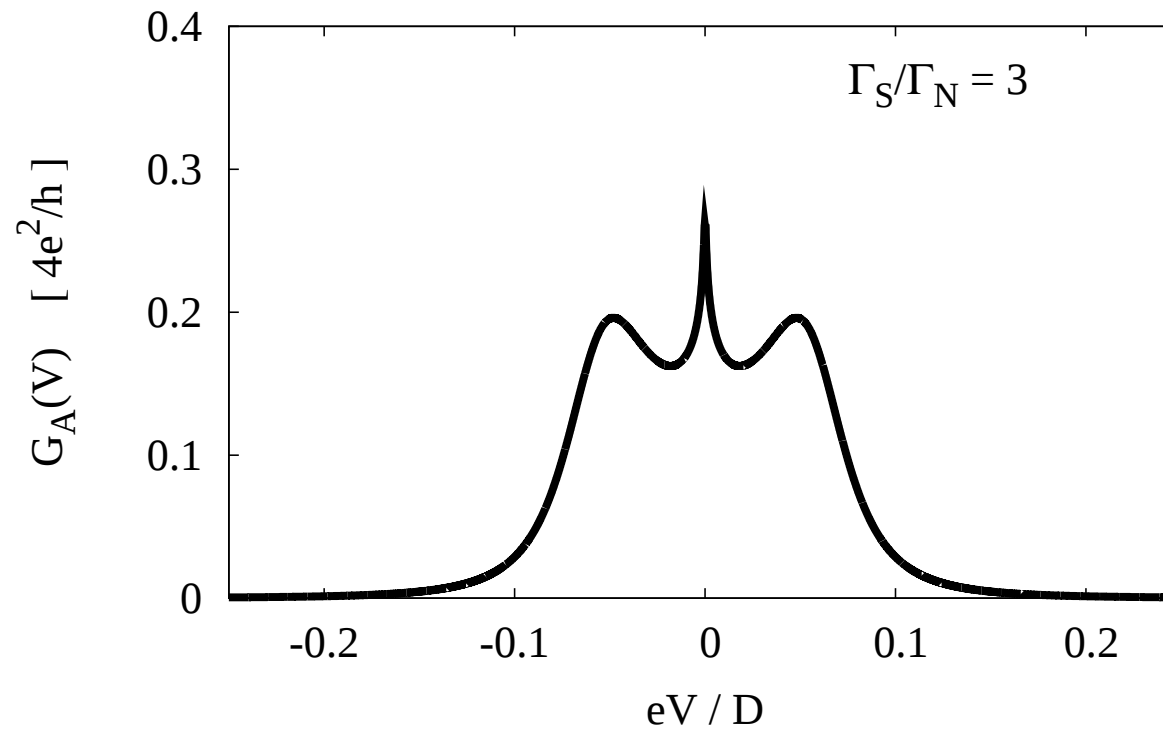
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

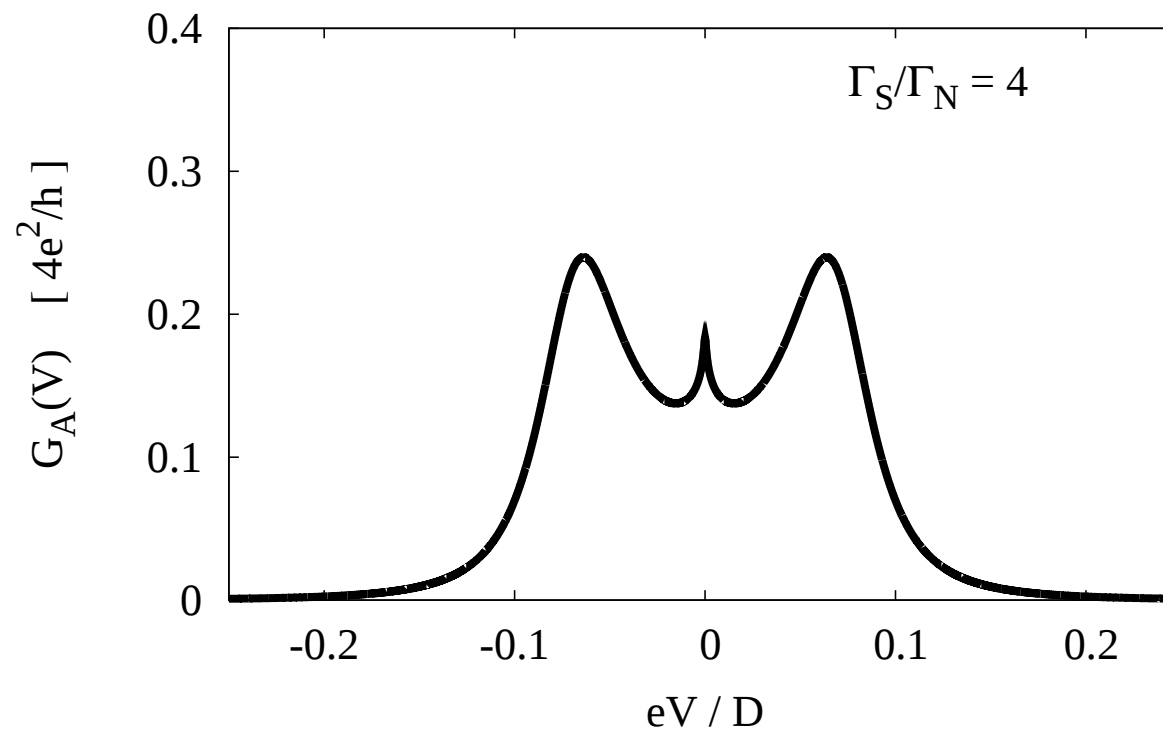
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

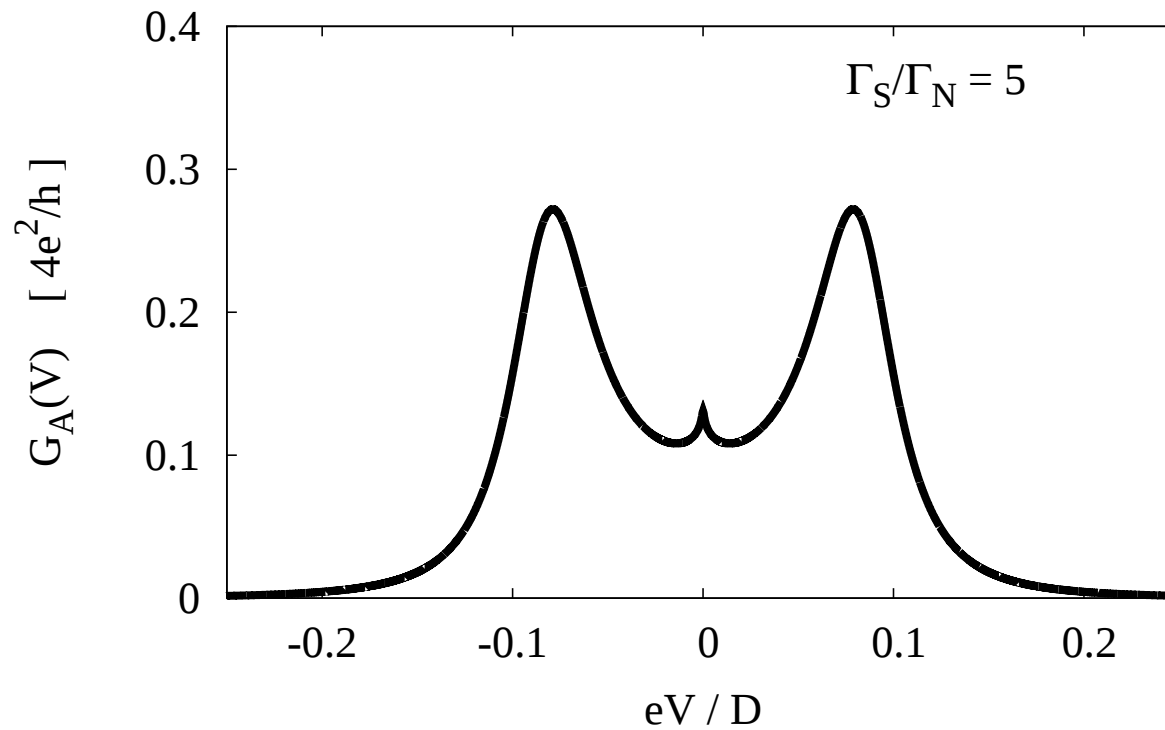
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

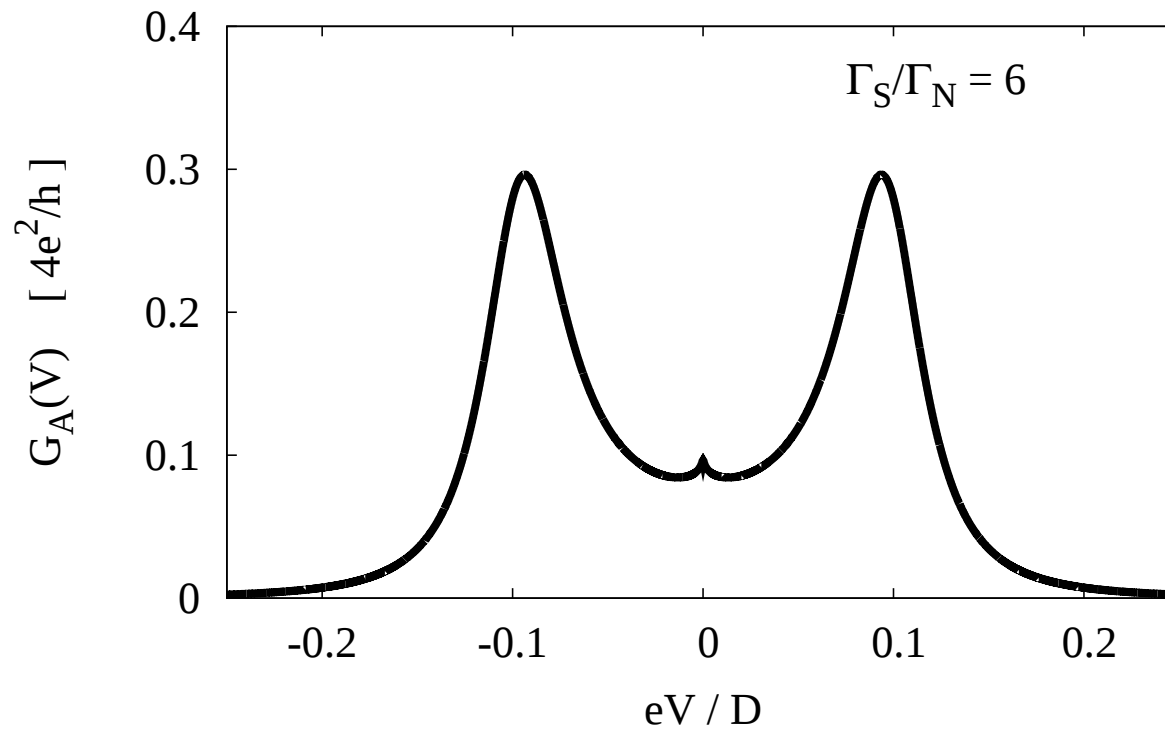
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

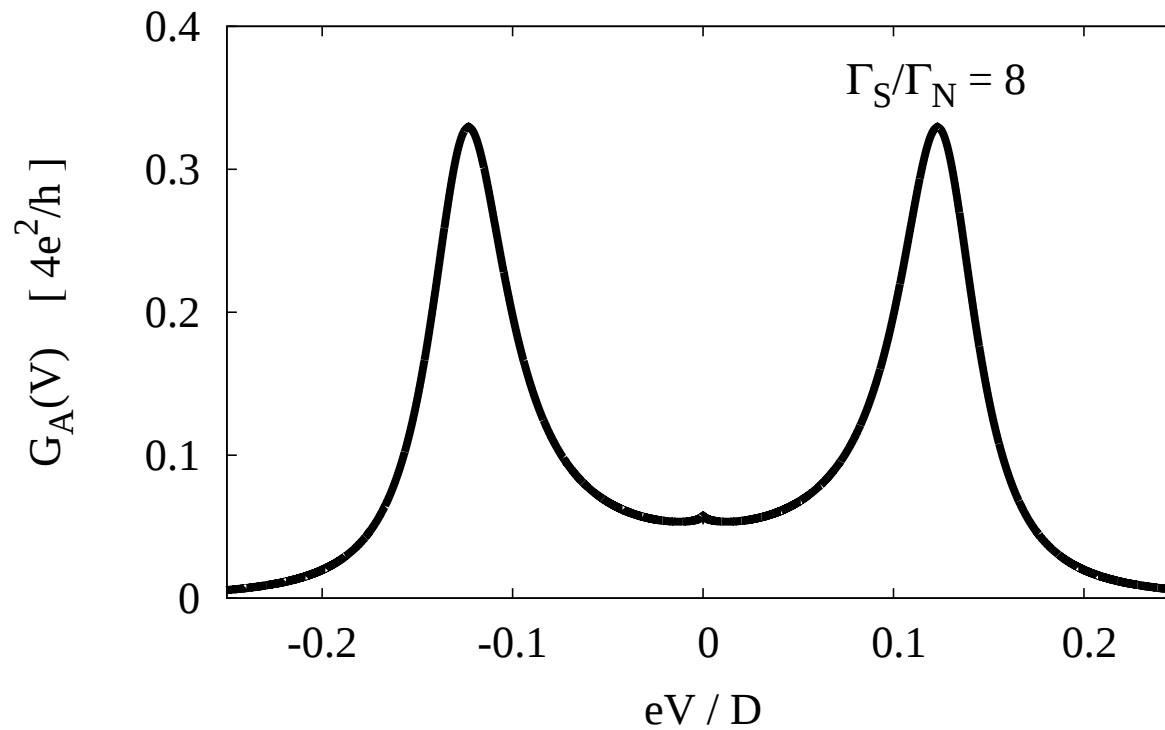
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

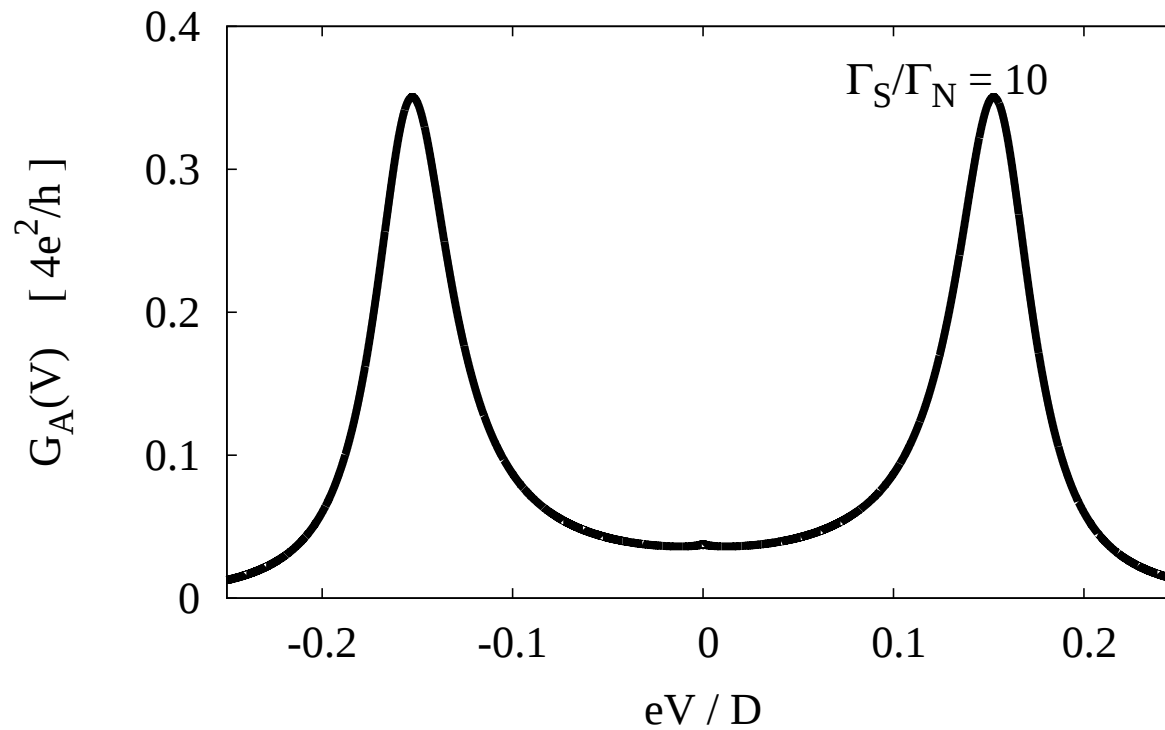
Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Złącze N - QD - S

Przewodnictwo prądu Andreeva $G_A(V)$



Przypadek: $\varepsilon_d = -0.05 D$, $U = \infty$.

Uwagi/wnioski do części 3

- Nadprzewodnik w heterozłączu z kropką kwantową zmienia ją w **nadprzewodzące ziarno**.

Uwagi/wnioski do części 3

- Nadprzewodnik w heterozłączu z kropką kwantową zmienia ją w **nadprzewodzące ziarno**.
- Dzięki mechanizmowi **odbić Andreeva** możliwy jest przepływ prądu nawet dla napięć $|eV| \leq \Delta$.

Uwagi/wnioski do części 3

- Nadprzewodnik w heterozłączu z kropką kwantową zmienia ją w **nadprzewodzące ziarno**.
- Dzięki mechanizmowi **odbić Andreeva** możliwy jest przepływ prądu nawet dla napięć $|eV| \leq \Delta$.
- Sprzężenie z elektrodą nadprzewodzącą jest odpowiedzialne za wartość rozszczepienia rezonansowych stanów p-h w widmie QD.

Uwagi/wnioski do części 3

- Nadprzewodnik w heterozłączu z kropką kwantową zmienia ją w **nadprzewodzące ziarno**.
- Dzięki mechanizmowi **odbić Andreeva** możliwy jest przepływ prądu nawet dla napięć $|eV| \leq \Delta$.
- Sprzężenie z elektrodą nadprzewodzącą jest odpowiedzialne za wartość rozszczepienia rezonansowych stanów p-h w widmie QD.
- Rozszczepienie p-h **współzawodniczy** ze zjawiskiem Kondo.

Podsumowanie ogólne

Podsumowanie ogólne

W stanie nadprzewodzącym ($T < T_c$) kwazicząstki są koherentną superpozycją elektronu i dziury (dualizm p-h).

Podsumowanie ogólne

W stanie nadprzewodzącym ($T < T_c$) kwazicząstki są koherentną superpozycją elektronu i dziury (dualizm p-h).

W fazie pseudoszczeliny ($T > T_c$) obecność par niekoherentnych może prowadzić do splątania p-h.

Podsumowanie ogólne

W stanie nadprzewodzącym ($T < T_c$) kwazicząstki są koherentną superpozycją elektronu i dziury (dualizm p-h).

W fazie pseudoszczeliny ($T > T_c$) obecność par niekoherentnych może prowadzić do splątania p-h.

Pomiar kąta nachylenia pseudospinów może wskazać na zakres występowania fluktuacji par powyżej T_c .

Podsumowanie ogólne

W stanie nadprzewodzącym ($T < T_c$) kwazicząstki są koherentną superpozycją elektronu i dziury (dualizm p-h).

W fazie pseudoszczeliny ($T > T_c$) obecność par niekoherentnych może prowadzić do splątania p-h.

Pomiar kąta nachylenia pseudospinów może wskazać na zakres występowania fluktuacji par powyżej T_c .

W heterozłączach N-QD-S efekt splątania p-h prowadzi do anomального prądu Andreeva nawet gdy $|eV| \leq \Delta$.