

Nanopierścienie: korelacje i nieporządek

Maciej Maśka

Uniwersytet Śląski, Katowice



Współpraca: Marcin Mierzejewski

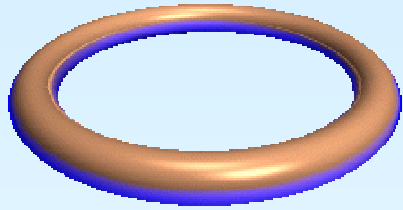
Katarzyna Czajka

Żaneta Śledź

PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

w nieobecności strumienia:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \right]^2 + W(x)$$



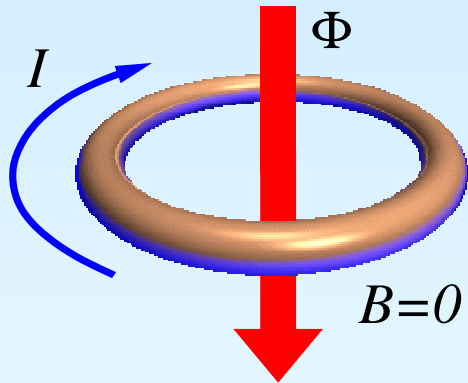
potencjał $W(x + L) = W(x) \Rightarrow$ ansatz — funkcja Blocha:

$$\psi_k(x) = e^{ikx} u_k(x), \quad u_k(x + L) = u_k(x)$$

I warunek brzegowy: $\psi_k(x + L) = e^{ikL} \psi_k(x)$

PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

w nieobecności strumienia:



włączenie strumienia

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \right]^2 + W(x)$$

potencjał $W(x + L) = W(x) \Rightarrow$ ansatz — funkcja Blocha:

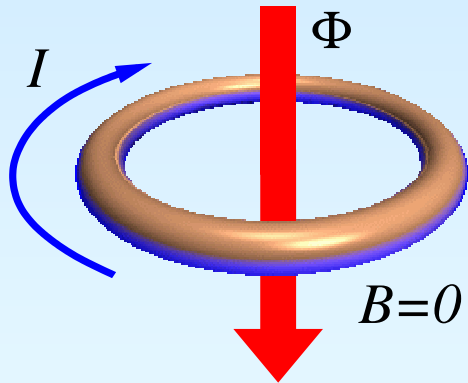
$$\psi_k(x) = e^{ikx} u_k(x), \quad u_k(x + L) = u_k(x)$$

I warunek brzegowy: $\psi_k(x + L) = e^{ikL} \psi_k(x)$

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \frac{eA_x}{c} \right]^2 + W(x), \quad LA_x = \Phi, \quad \Rightarrow \hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \frac{2\pi}{L} \frac{\Phi}{hc/e} \right]^2 + W(x)$$

PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

w nieobecności strumienia:



włączenie strumienia

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \right]^2 + W(x)$$

potencjał $W(x + L) = W(x) \Rightarrow$ ansatz — funkcja Blocha:

$$\psi_k(x) = e^{ikx} u_k(x), \quad u_k(x + L) = u_k(x)$$

I warunek brzegowy: $\psi_k(x + L) = e^{ikL} \psi_k(x)$

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \frac{eA_x}{c} \right]^2 + W(x), \quad LA_x = \Phi, \quad \Rightarrow \hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \frac{2\pi}{L} \frac{\Phi}{\Phi_0} \right]^2 + W(x)$$

PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

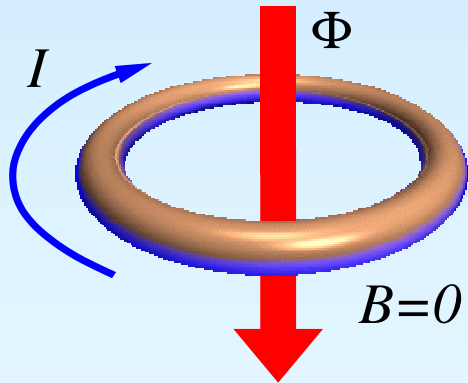
w nieobecności strumienia:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \right]^2 + W(x)$$

potencjał $W(x + L) = W(x) \Rightarrow$ ansatz — funkcja Blocha:

$$\psi_k(x) = e^{ikx} u_k(x), \quad u_k(x + L) = u_k(x)$$

I warunek brzegowy: $\psi_k(x + L) = e^{ikL} \psi_k(x)$



włączenie strumienia

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \frac{eA_x}{c} \right]^2 + W(x), \quad LA_x = \Phi, \quad \Rightarrow \quad \hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \frac{2\pi}{L} \frac{\Phi}{\Phi_0} \right]^2 + W(x)$$

można potraktować jako transformację cechowania:

$$A_x^0 = 0 \quad \longrightarrow \quad A_x^\Phi = A_x^0 - \nabla \chi(x) = \frac{2\pi}{L} \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\alpha}{L} \quad \Rightarrow \quad \chi(x) = \frac{\alpha x}{L}$$

$$\psi_0(x) \quad \longrightarrow \quad \psi_\Phi(x) = e^{i\chi(x)} \psi_0(x) = e^{i\alpha x/L} \psi_0(x)$$

PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

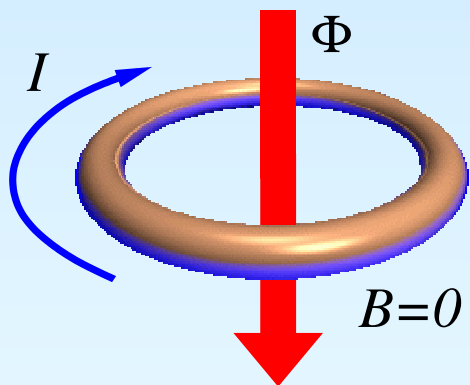
w nieobecności strumienia:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} \right]^2 + W(x)$$

potencjał $W(x + L) = W(x) \Rightarrow$ ansatz — funkcja Blocha:

$$\psi_k(x) = e^{ikx} u_k(x), \quad u_k(x + L) = u_k(x)$$

I warunek brzegowy: $\psi_k(x + L) = e^{ikL} \psi_k(x)$



włączenie strumienia

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \frac{eA_x}{c} \right]^2 + W(x), \quad LA_x = \Phi, \quad \Rightarrow \quad \hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dx} - \frac{2\pi}{L} \frac{\Phi}{\Phi_0} \right]^2 + W(x)$$

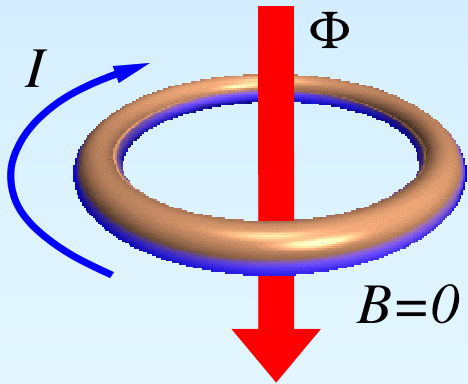
można potraktować jako transformację cechowania:

$$A_x^0 = 0 \quad \longrightarrow \quad A_x^\Phi = A_x^0 - \nabla \chi(x) = \frac{2\pi}{L} \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\alpha}{L} \quad \Rightarrow \quad \chi(x) = \frac{\alpha x}{L}$$

$$\psi_0(x) \quad \longrightarrow \quad \psi_\Phi(x) = e^{i\chi(x)} \psi_0(x) = e^{i\alpha x/L} \psi_0(x)$$

II warunek brzegowy: $\psi_\Phi(x + L) = e^{i\alpha} \psi_\Phi(x)$

PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM



Łącząc warunki I oraz II:

$$\psi(x + L) = e^{ikL} e^{i\alpha} \psi(x) = e^{i(kL + \alpha)} \psi(x) = \psi(x)$$

$$k = -\frac{2\pi}{L} \frac{\Phi}{\Phi_0}$$

PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

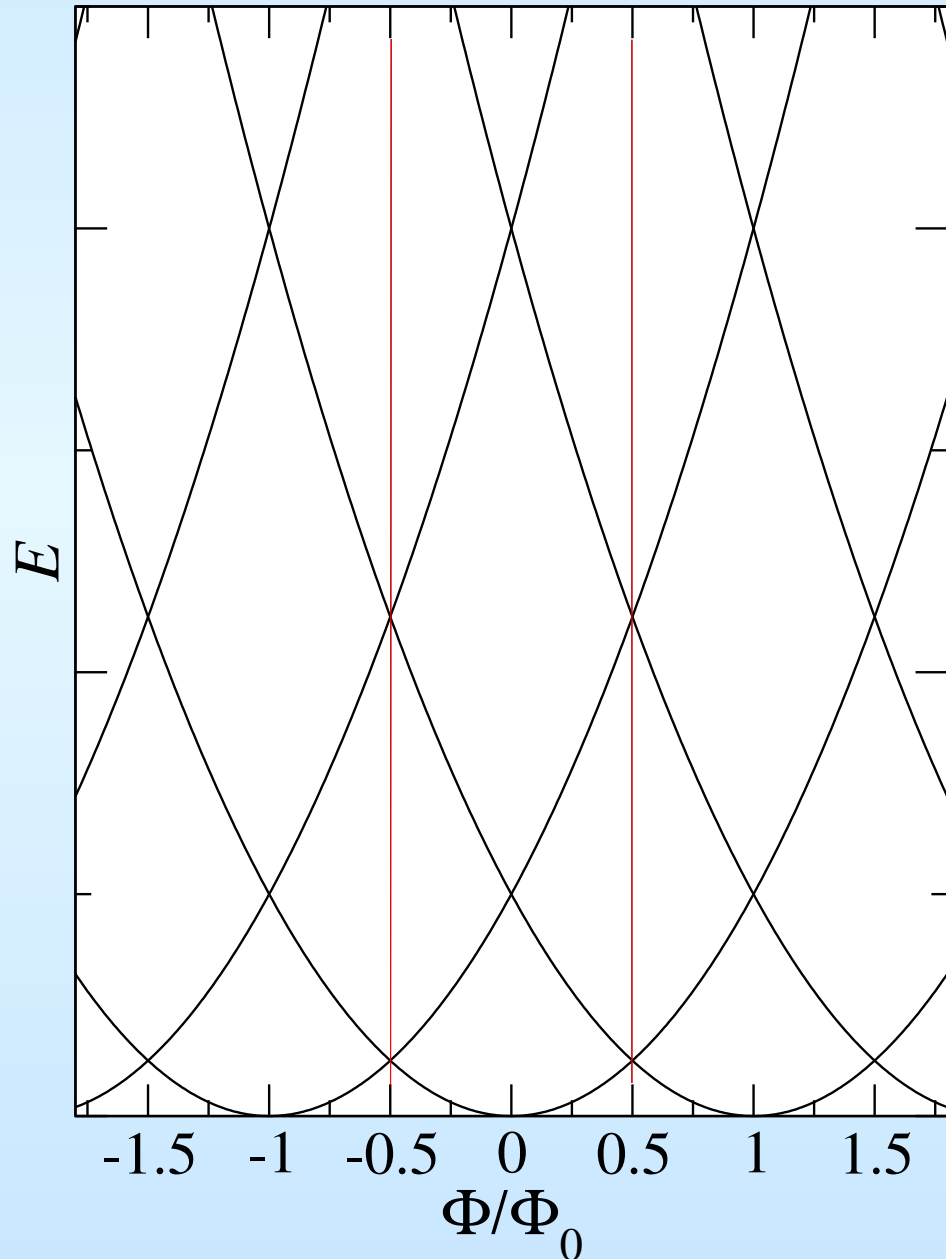
$$W(x) = 0 :$$

$$\psi_n = e^{ik_0 n x}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{L}$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} \left(n + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2$$

$$I_n = -\frac{e v_n}{L}, \quad v_n = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n}{\partial k_n}$$

$$I_n = -c \frac{\partial E_n}{\partial \Phi}, \quad I = \sum_n I_n$$



PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

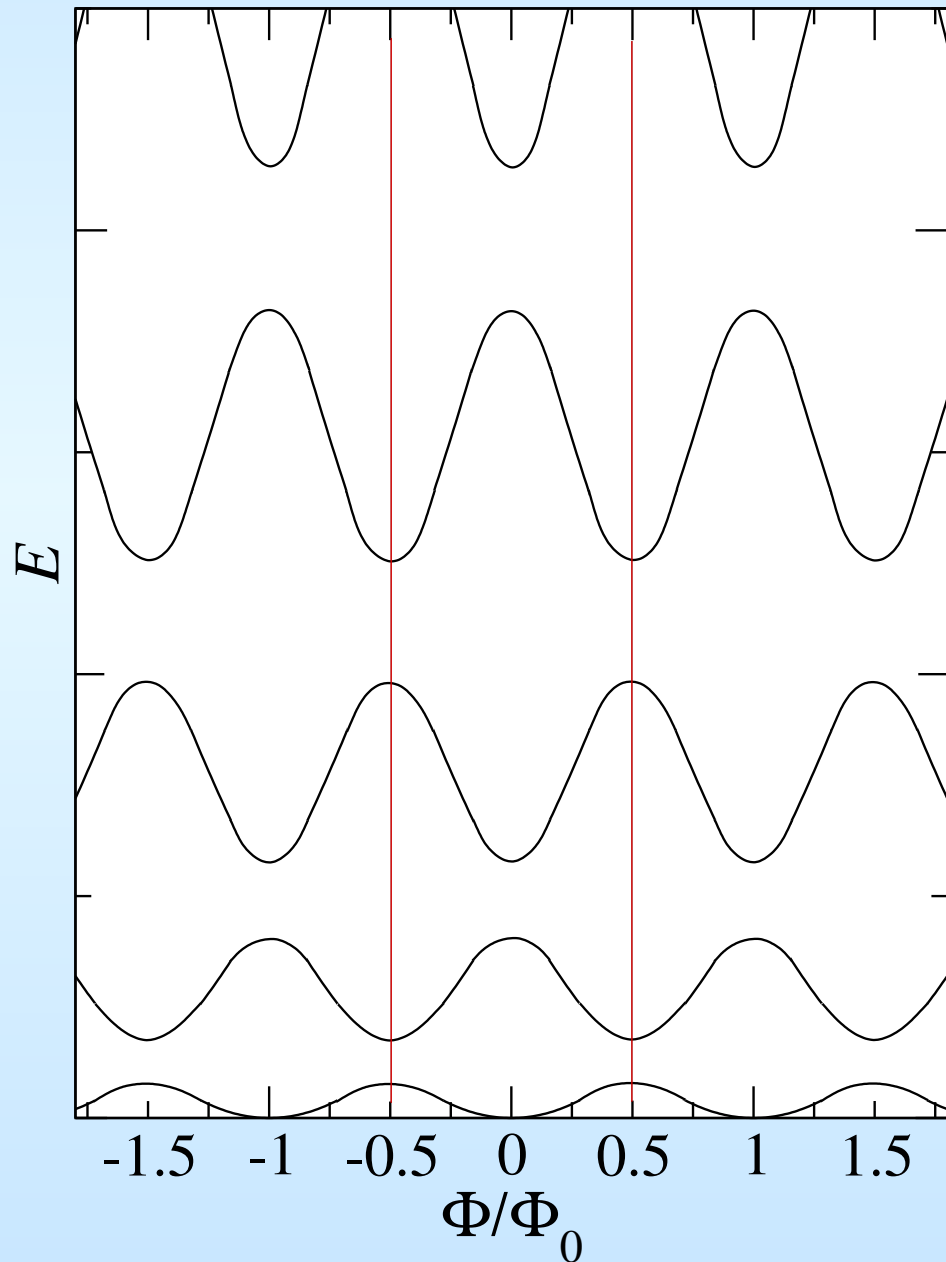
$W(x) \neq 0$:

~~$$\psi_n = e^{iK_0 n x}, \quad K_0 = \frac{2\pi}{L}$$~~

~~$$E_n = \frac{\hbar^2 K_0^2}{2m} \left(n + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2$$~~

$$I_n = -\frac{ev_n}{L}, \quad v_n = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n}{\partial K_n}$$

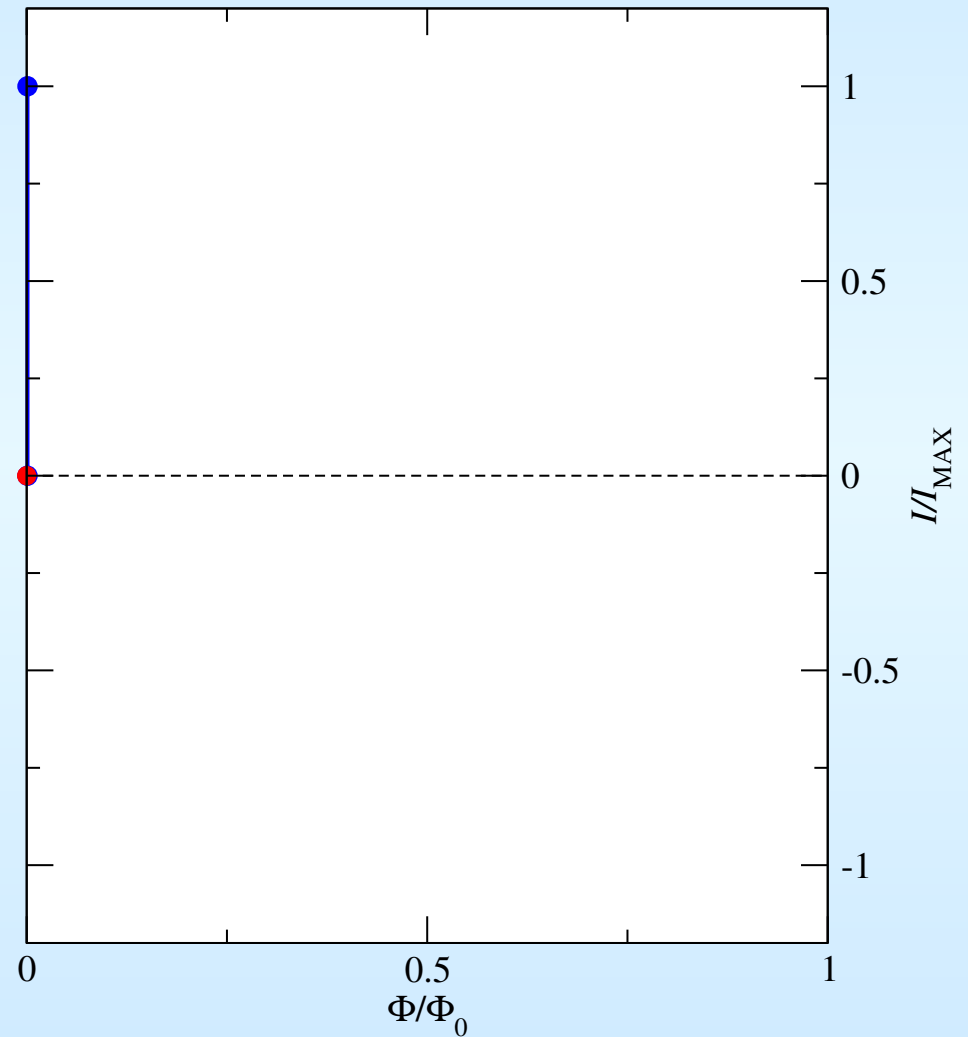
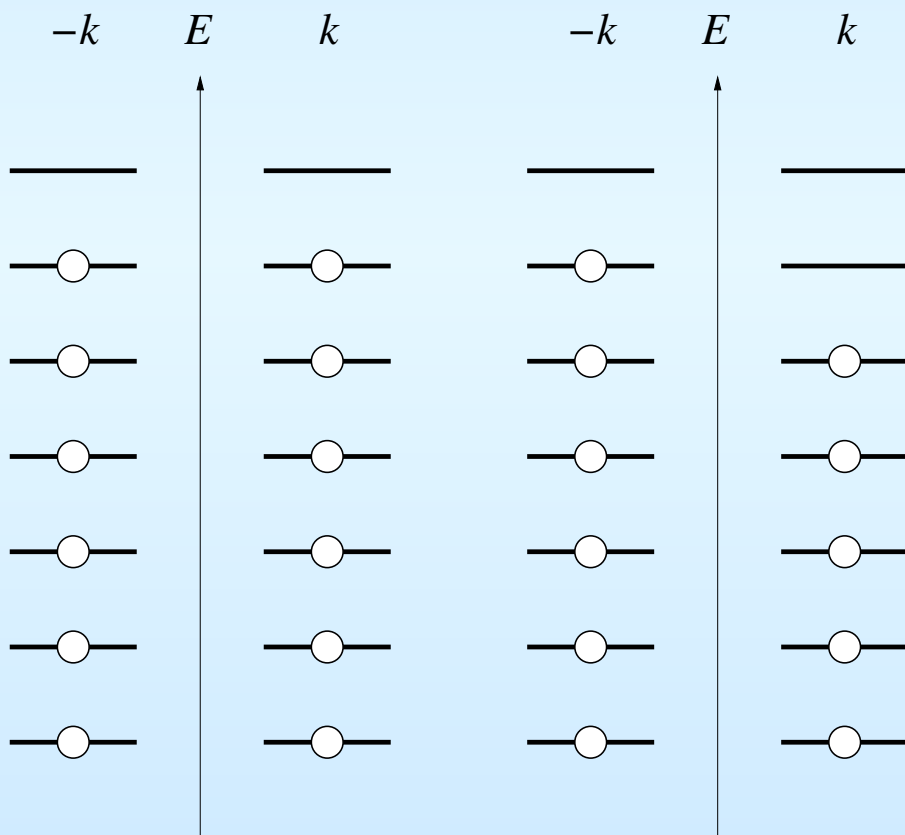
$$I_n = -c \frac{\partial E_n}{\partial \Phi}, \quad I = \sum_n I_n$$



PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

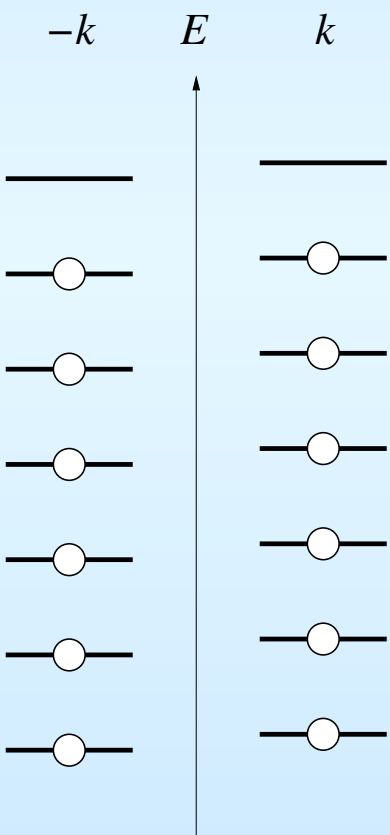
NIEPARZYSTA L. E.

PARZYSTA L. E.

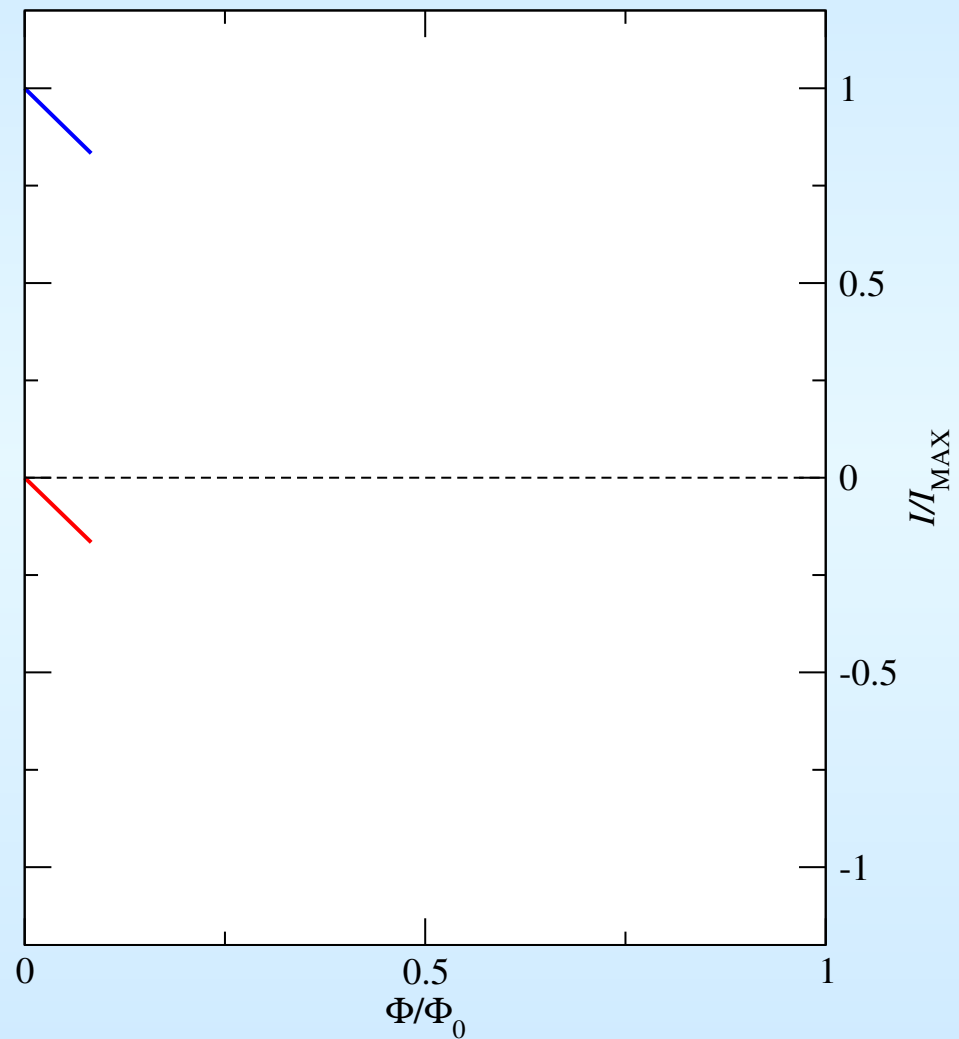
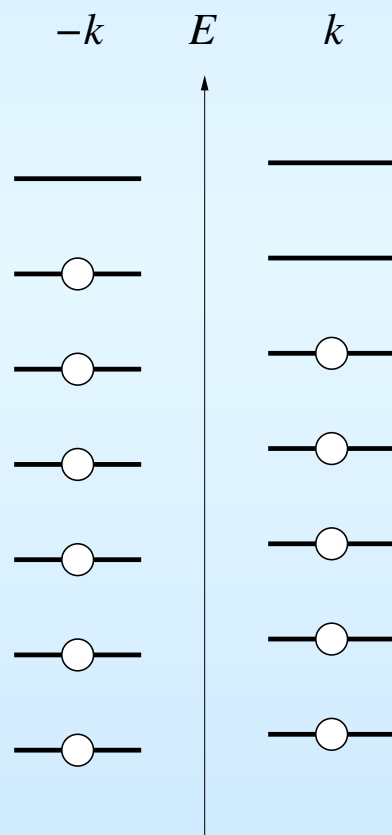


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.

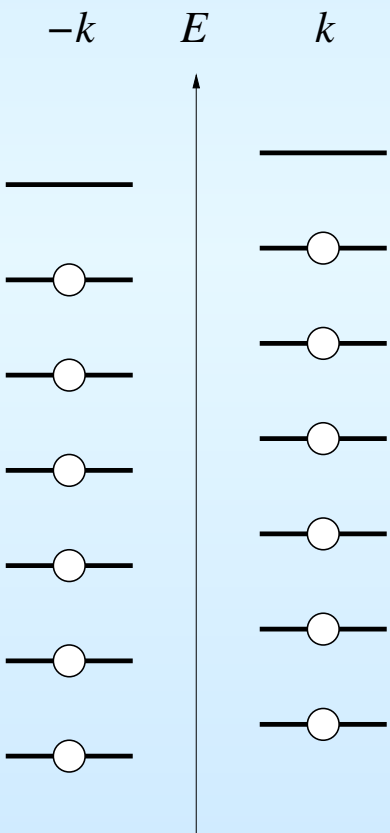


PARZYSTA L. E.

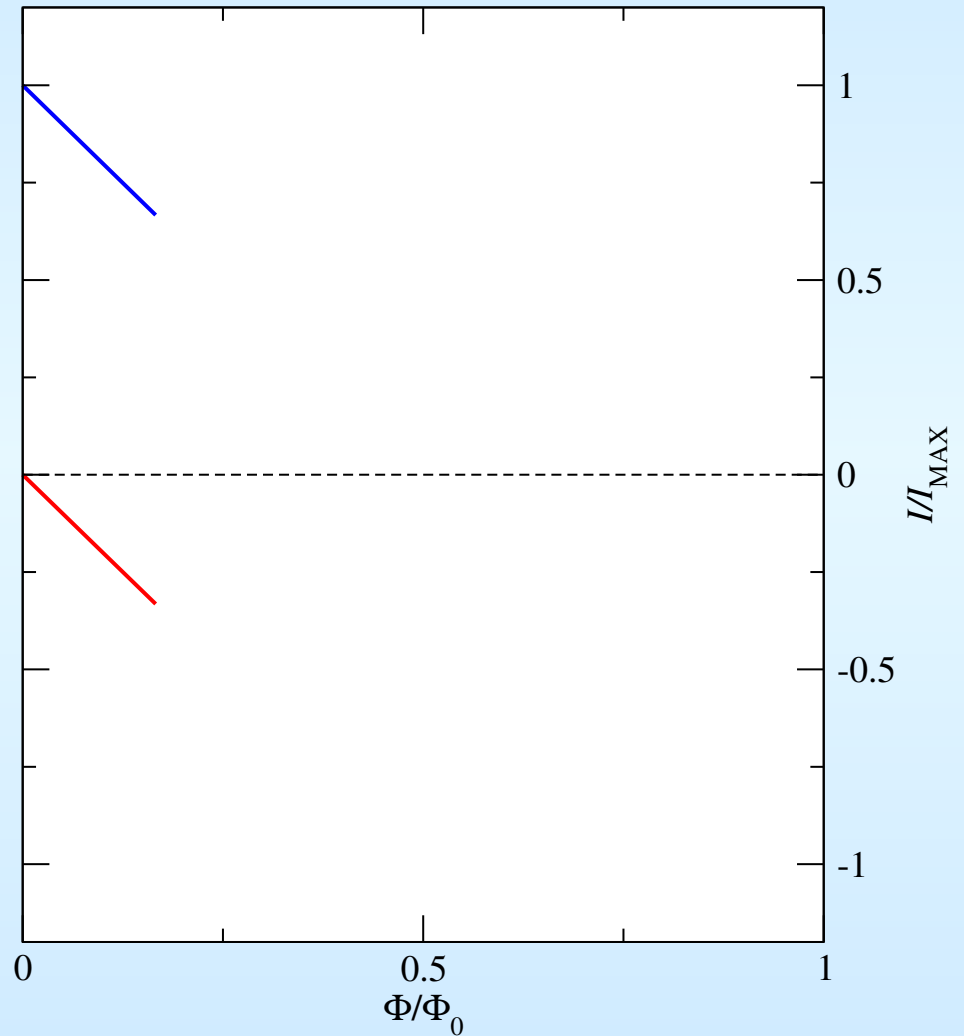
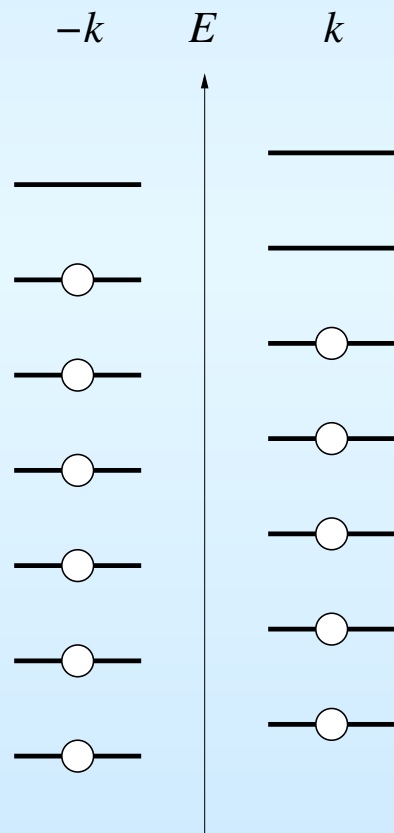


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.



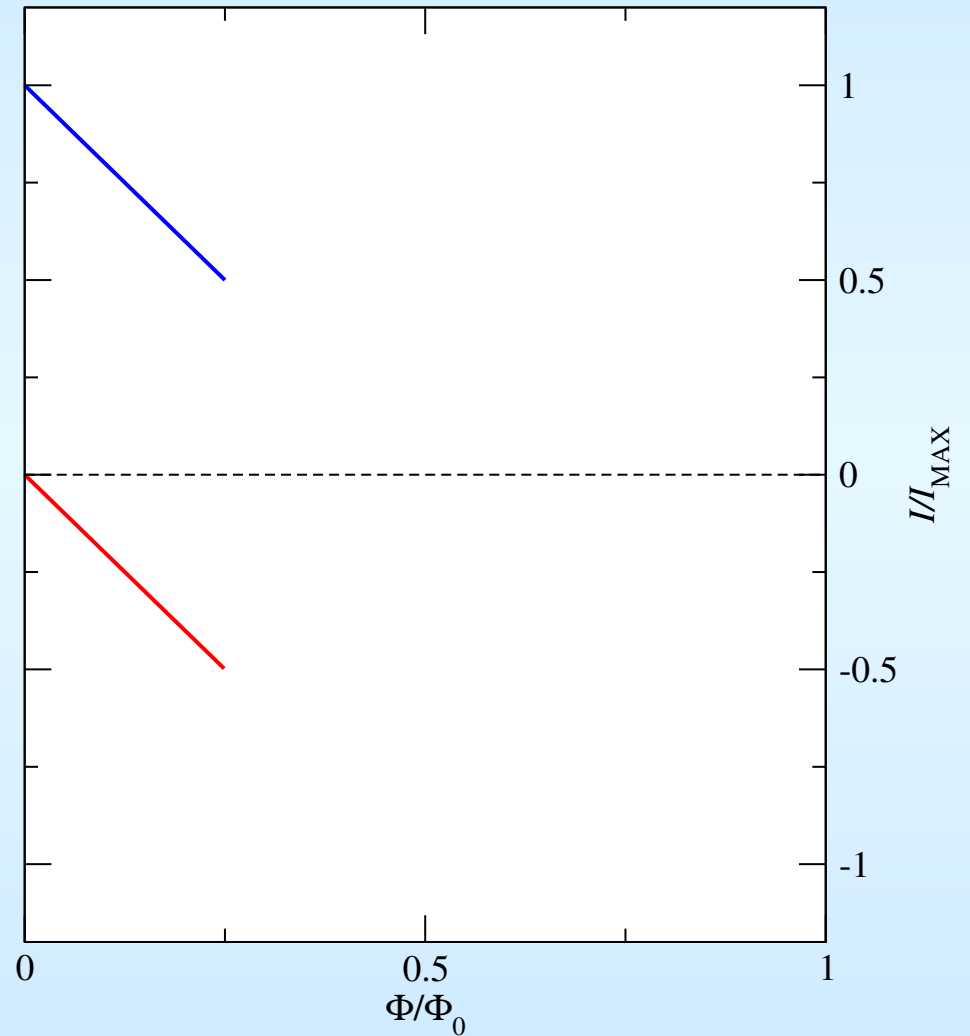
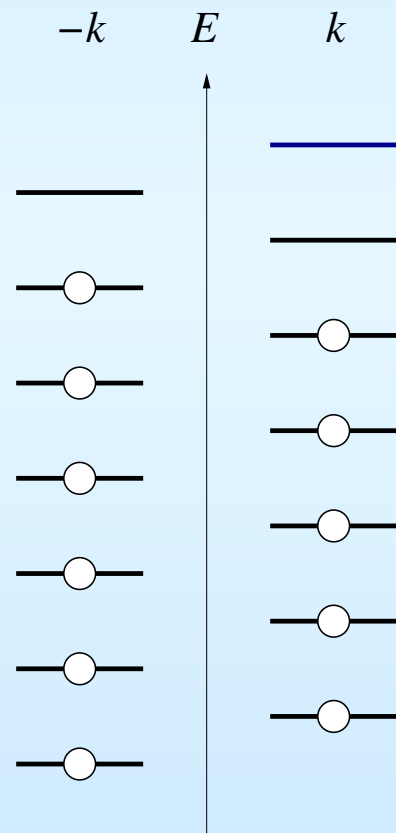
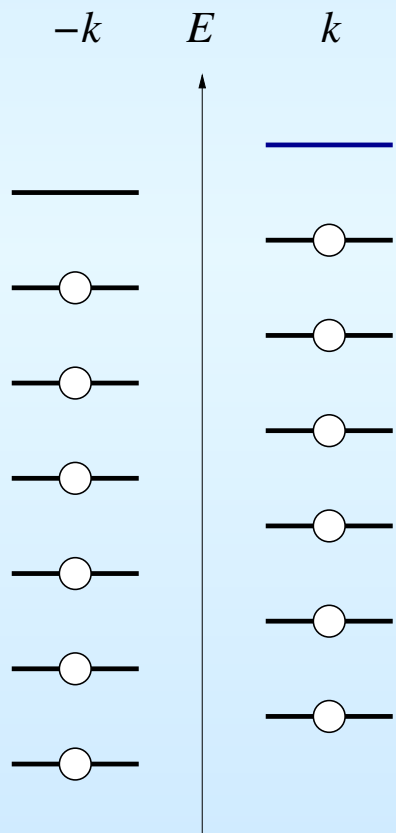
PARZYSTA L. E.



PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.

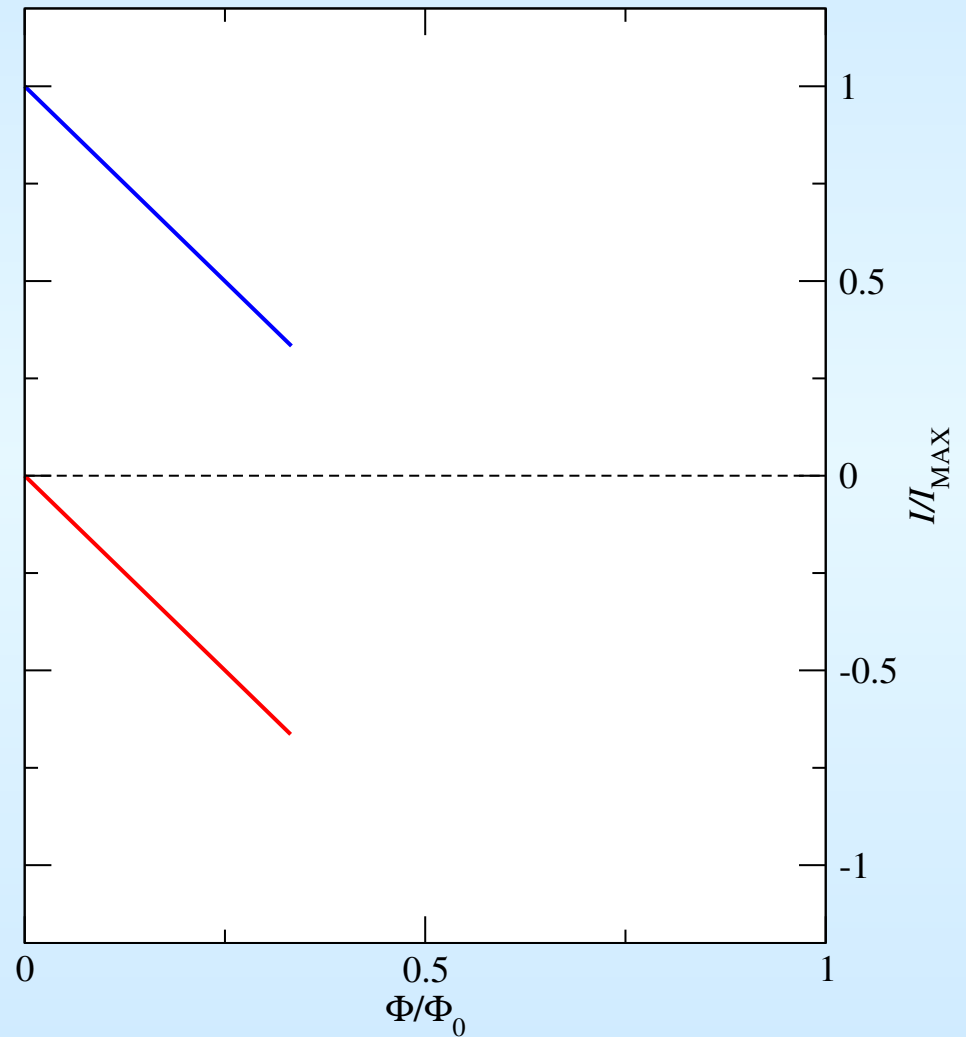
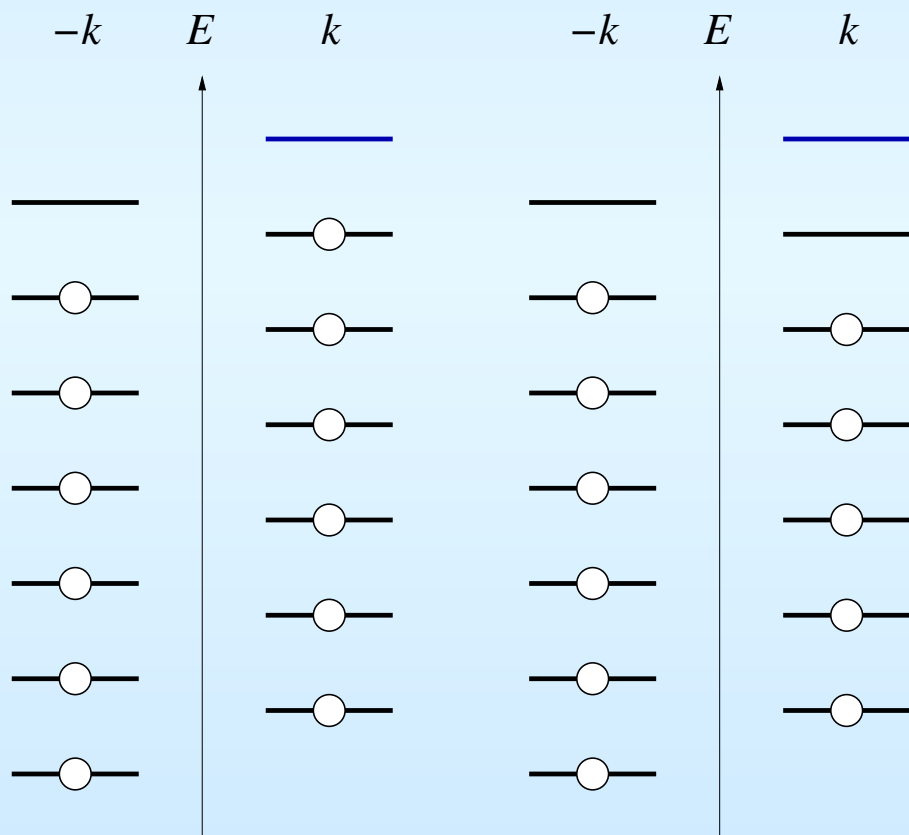
PARZYSTA L. E.



PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

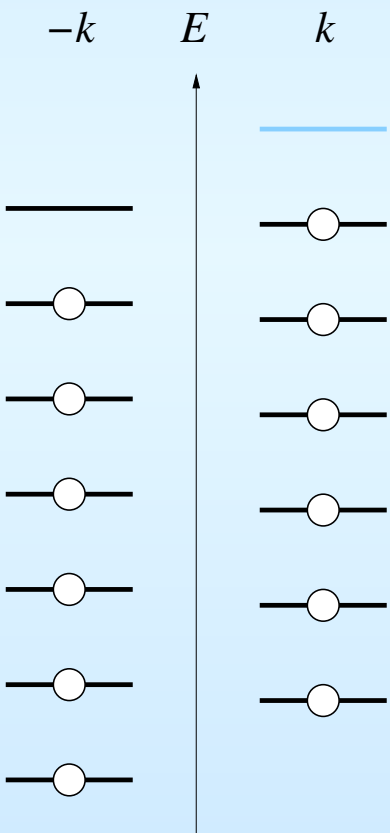
NIEPARZYSTA L. E.

PARZYSTA L. E.

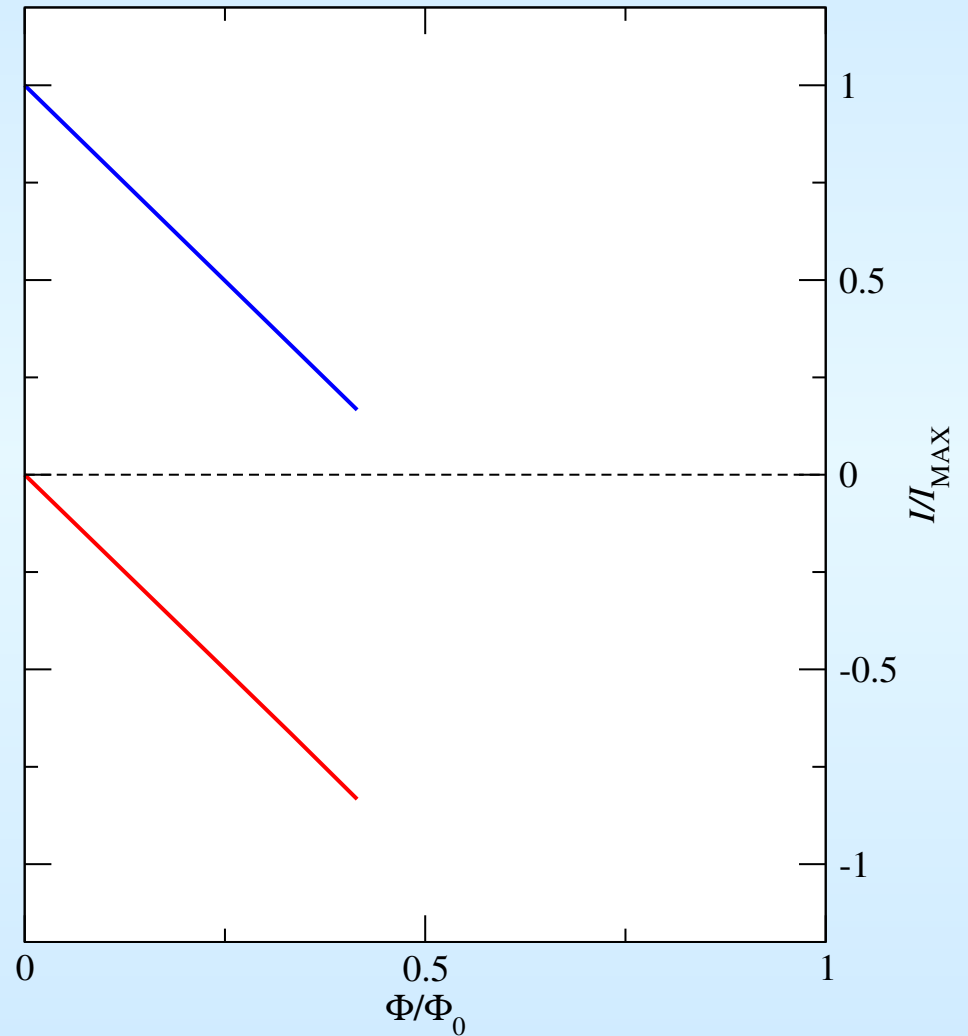
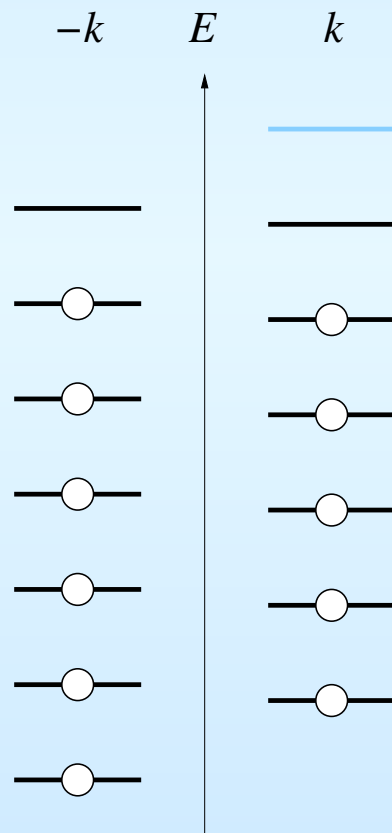


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.



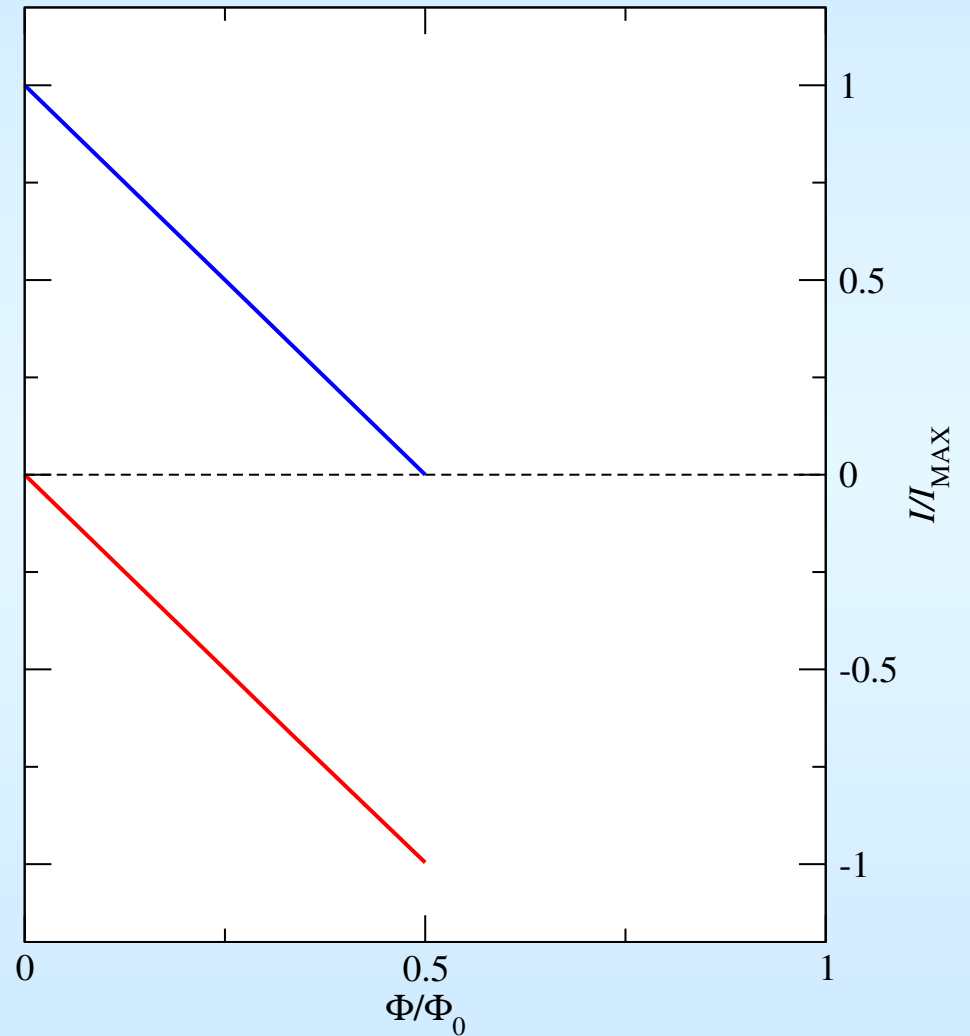
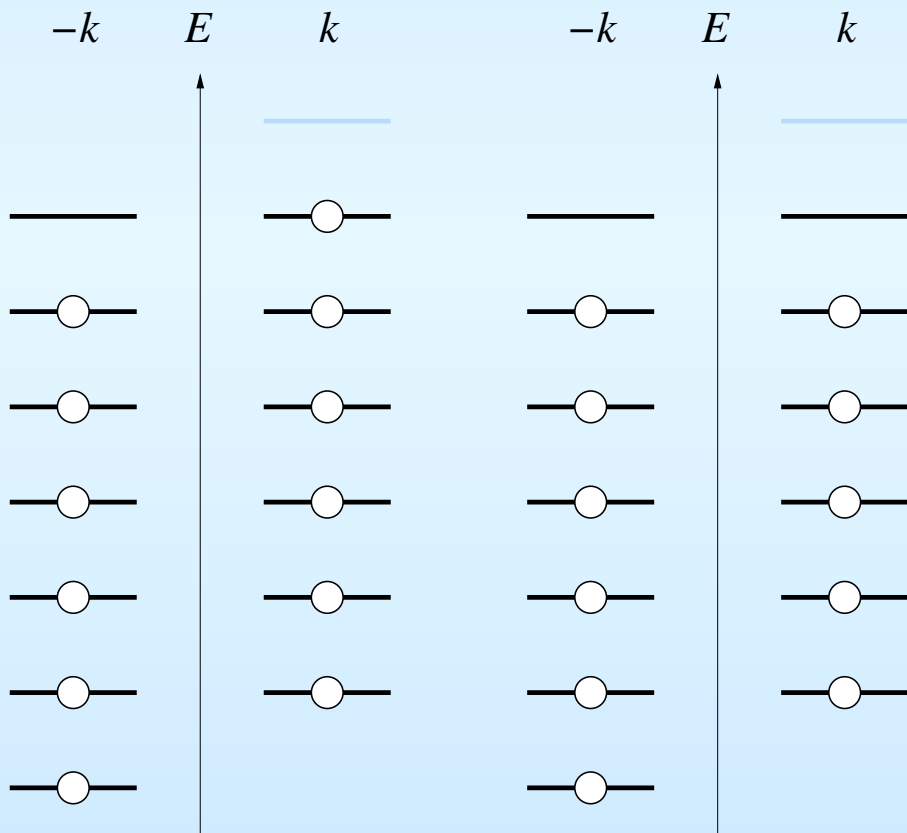
PARZYSTA L. E.



PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

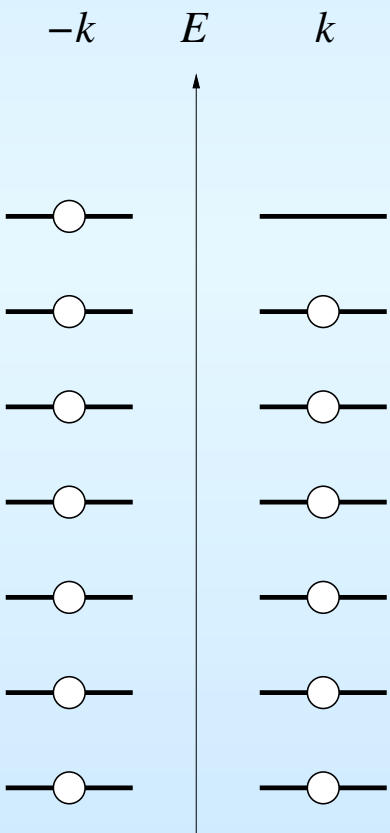
NIEPARZYSTA L. E.

PARZYSTA L. E.

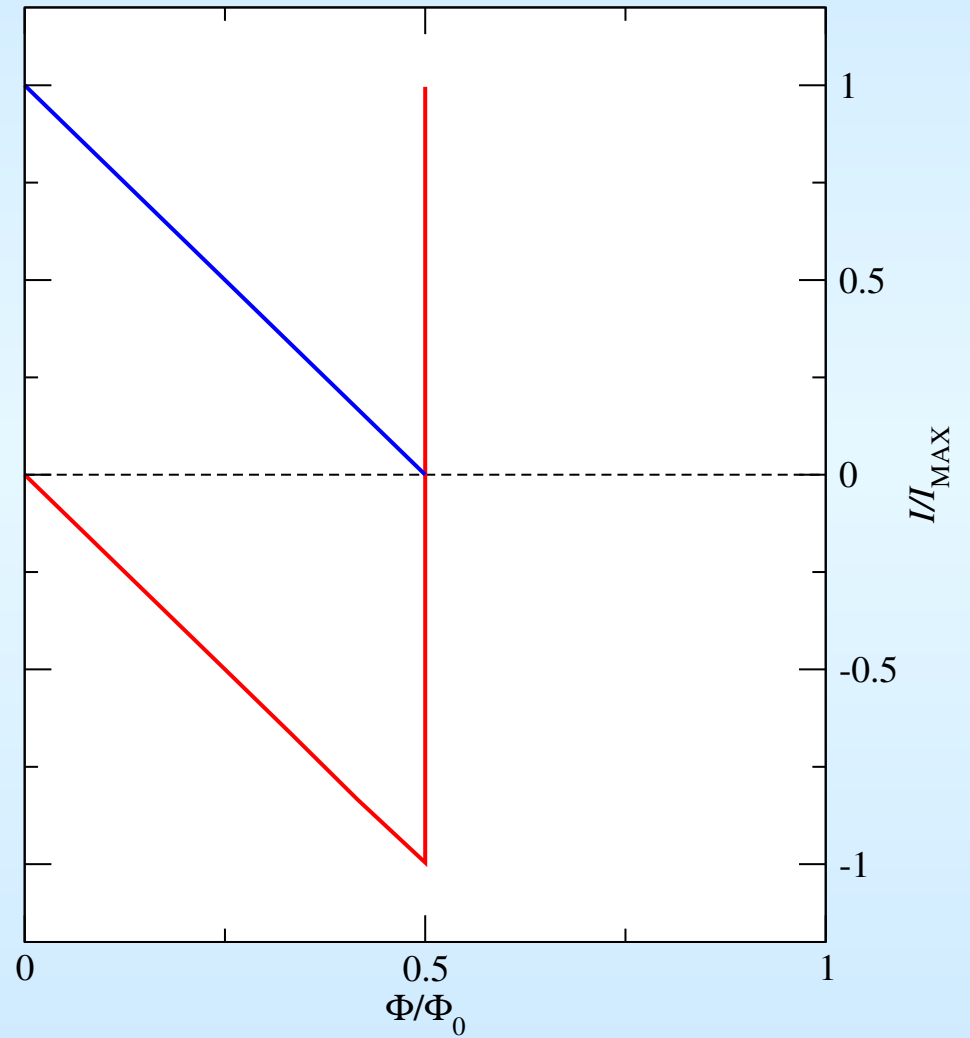
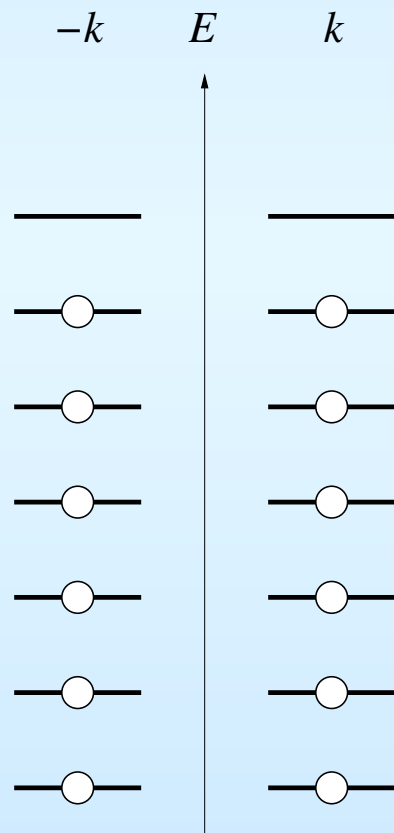


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.

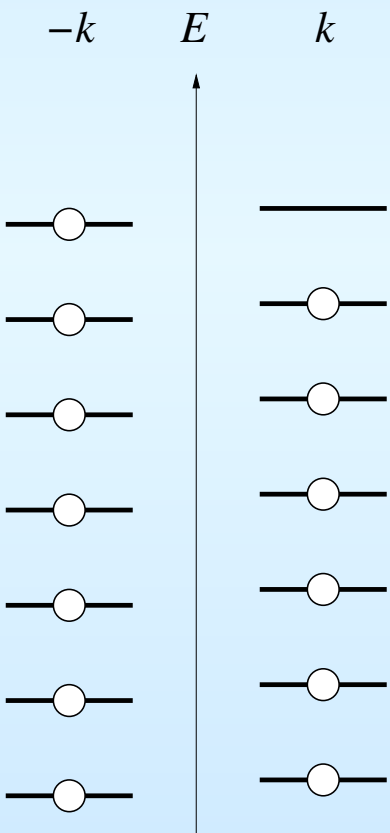


PARZYSTA L. E.

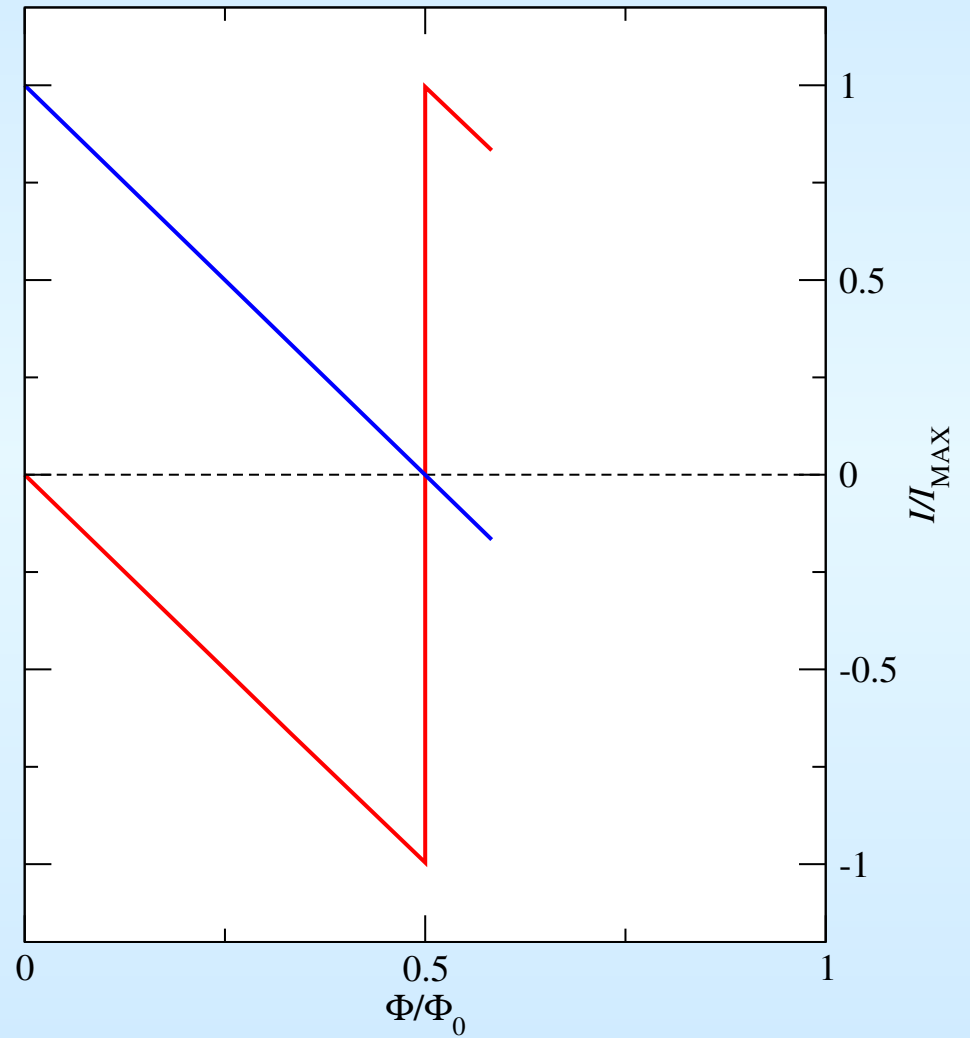
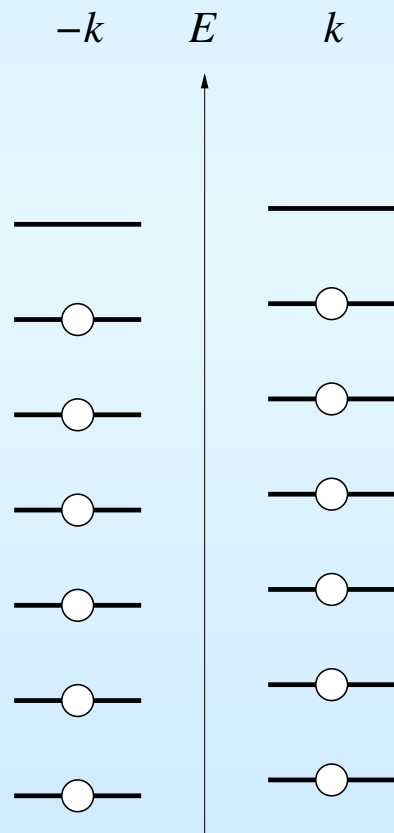


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.

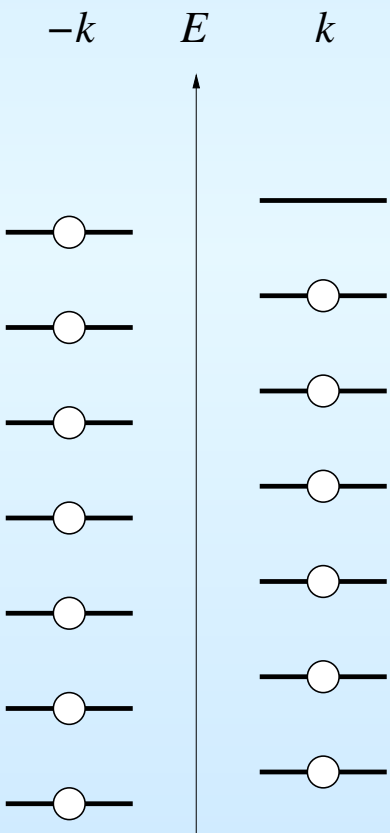


PARZYSTA L. E.

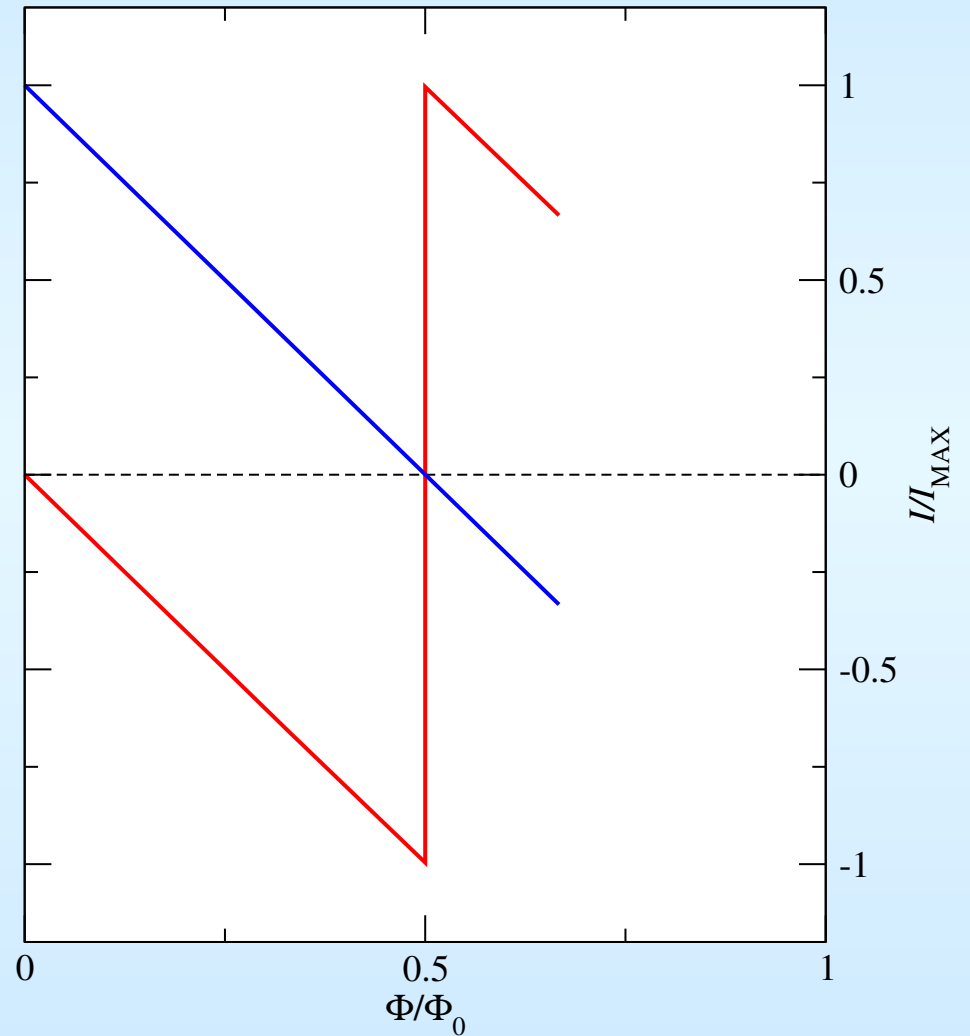
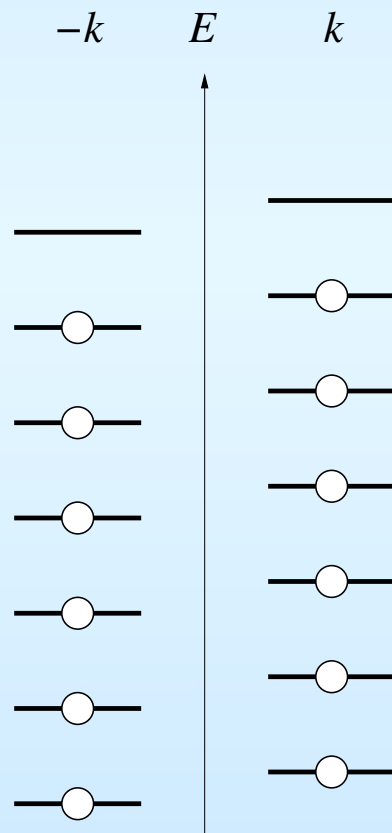


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.

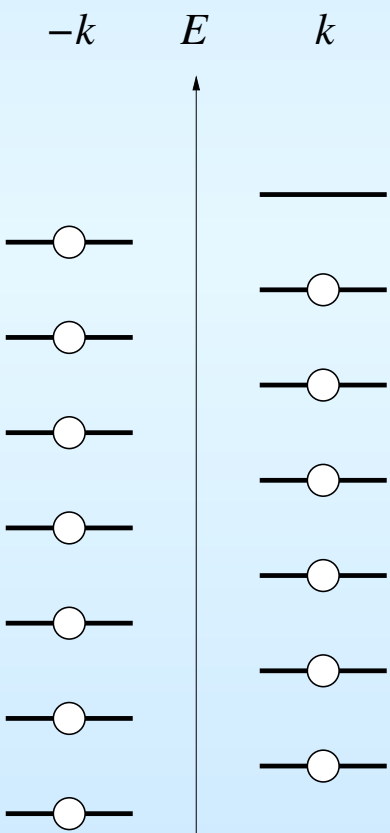


PARZYSTA L. E.

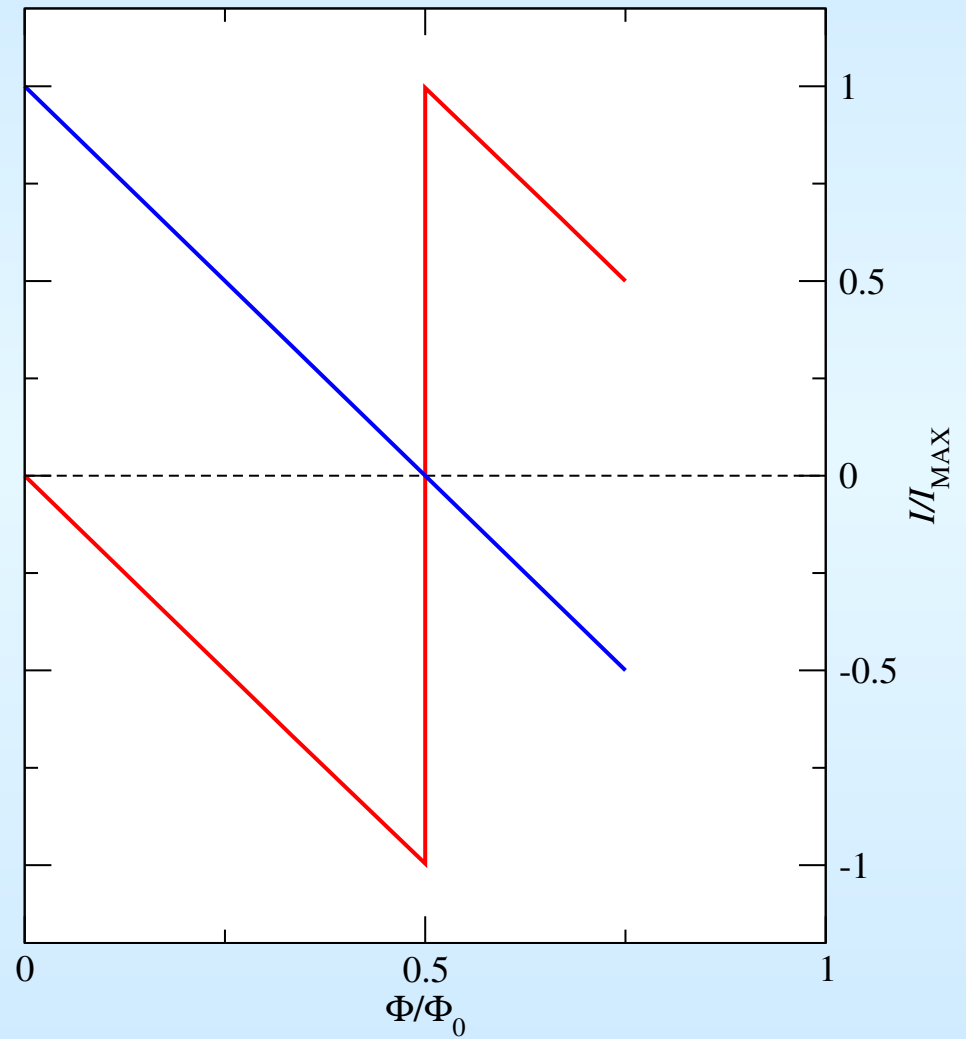
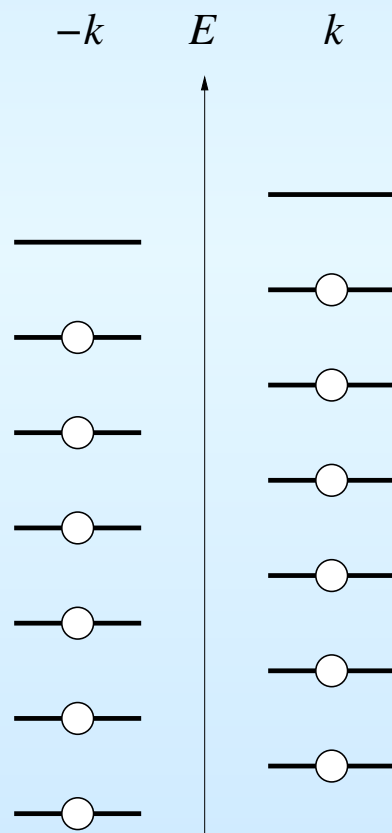


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.

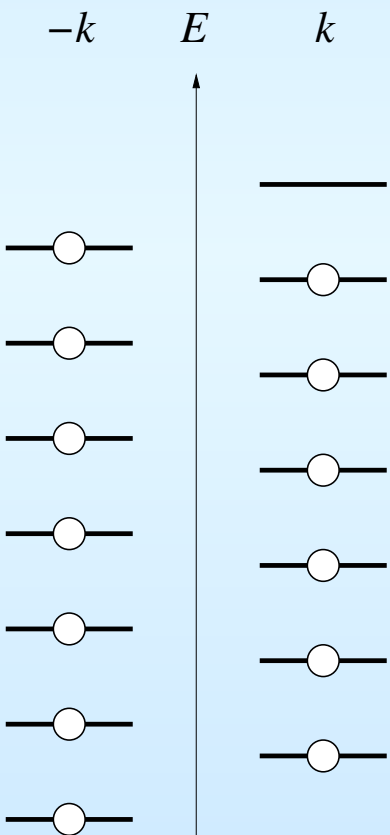


PARZYSTA L. E.

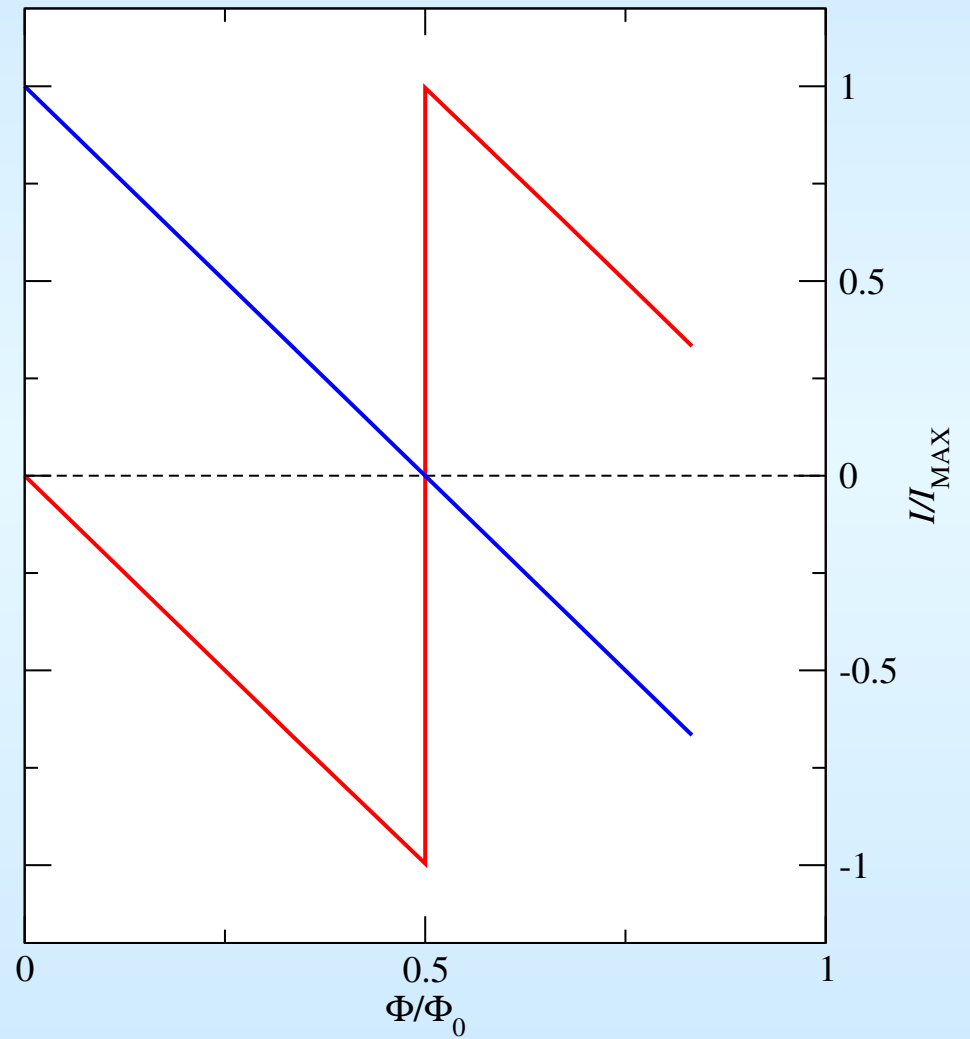
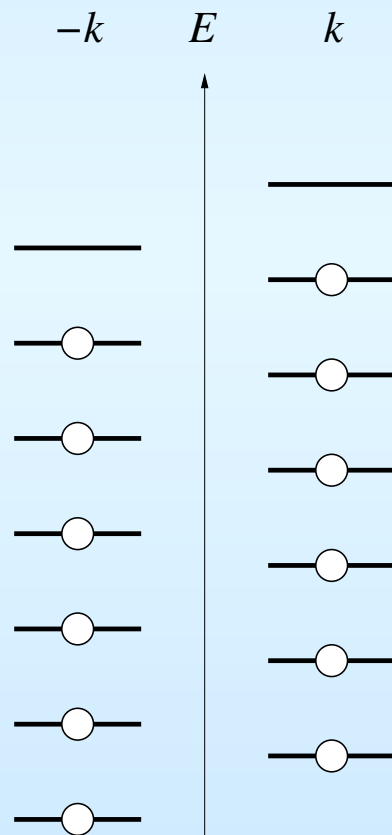


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.

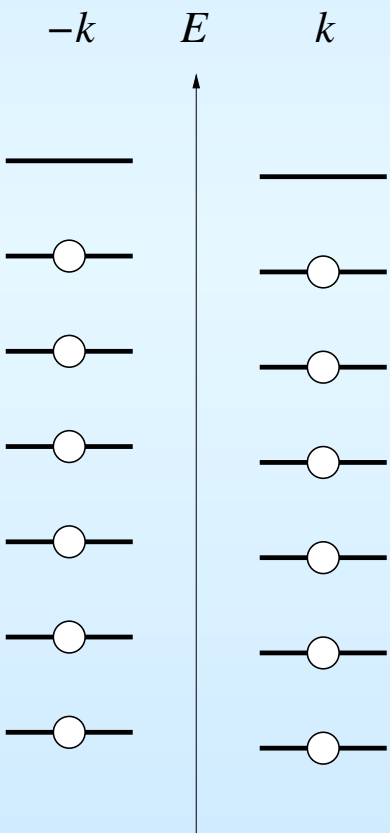


PARZYSTA L. E.

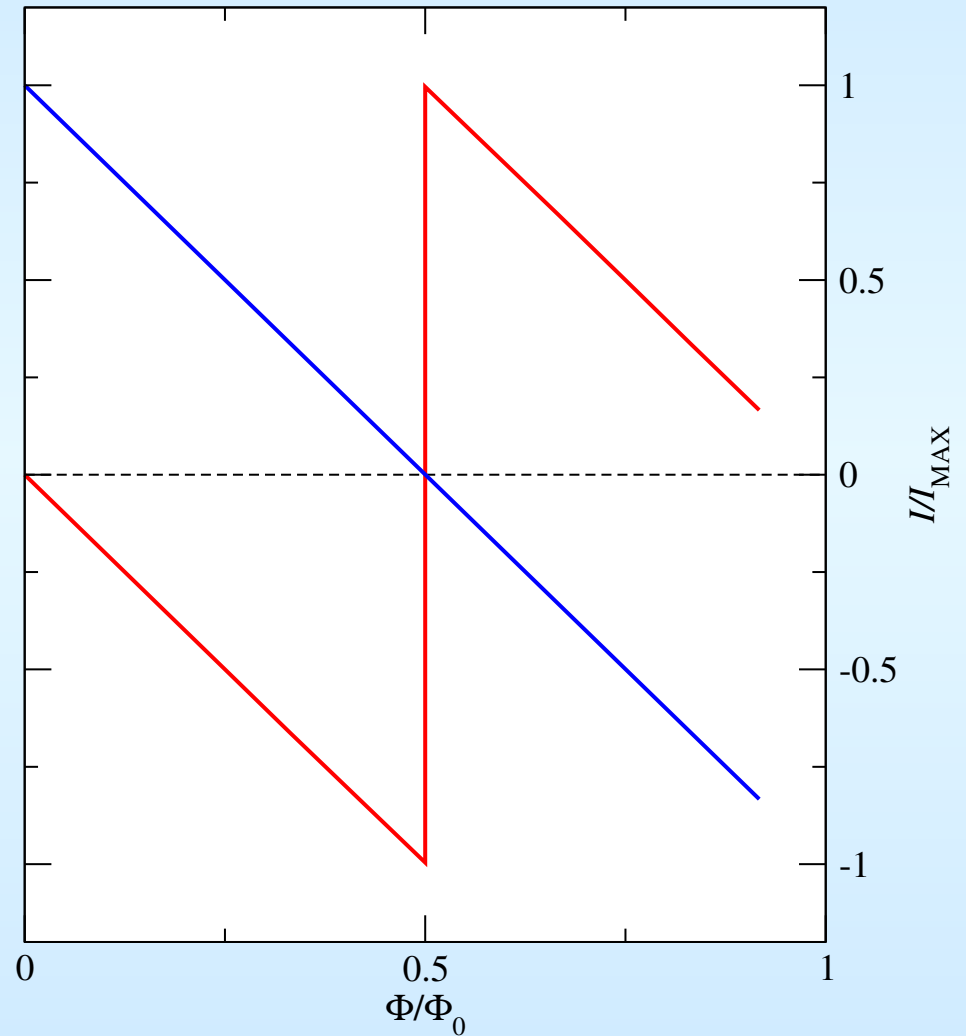
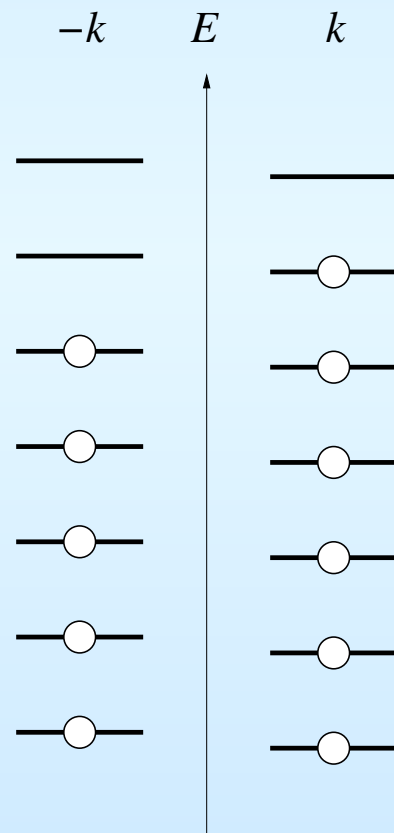


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.

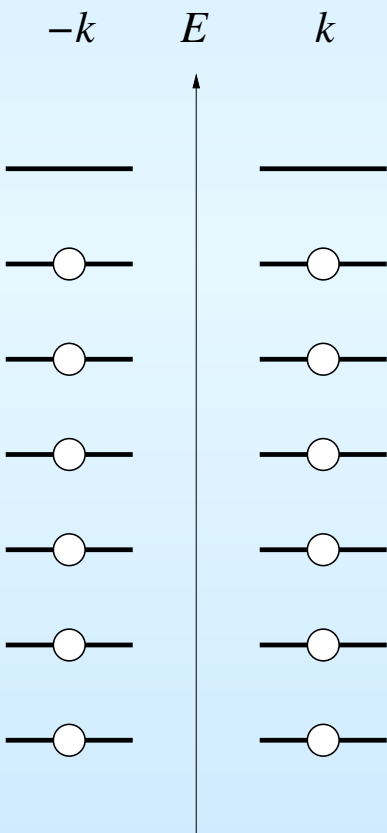


PARZYSTA L. E.

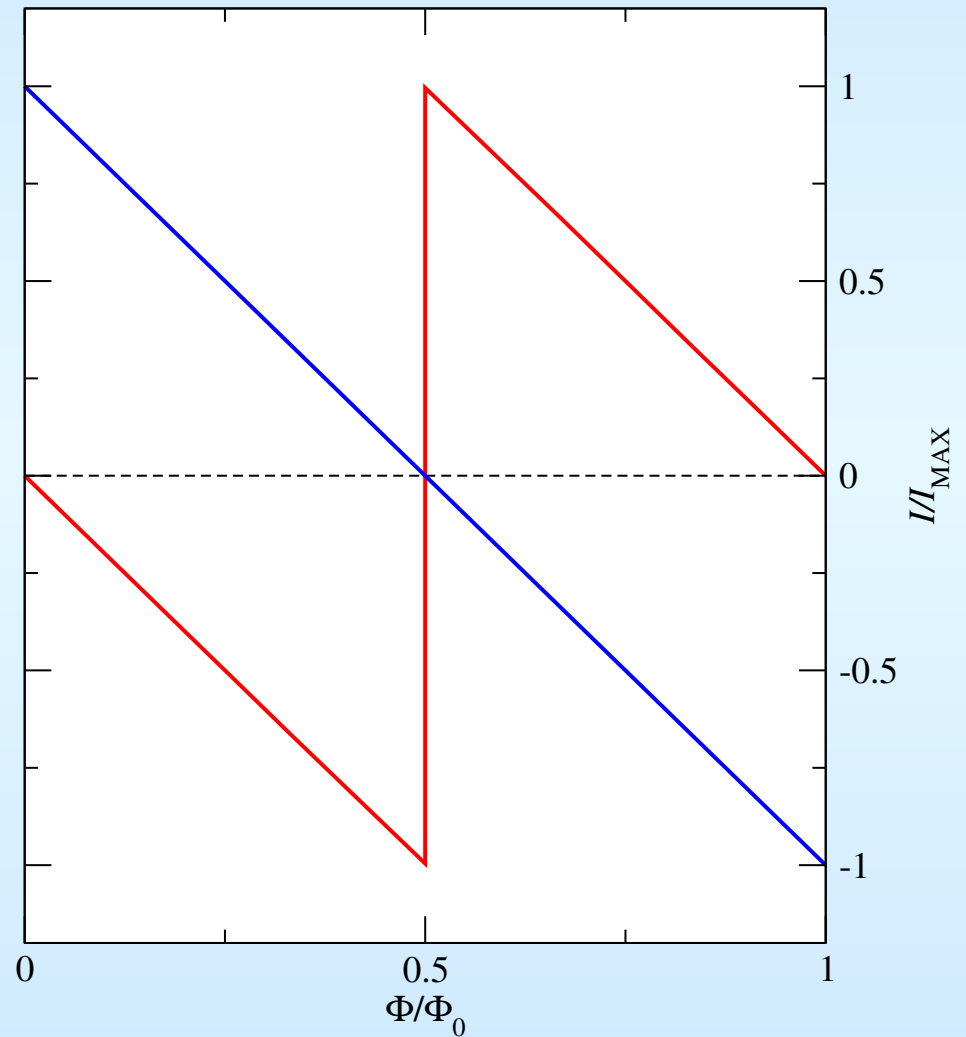
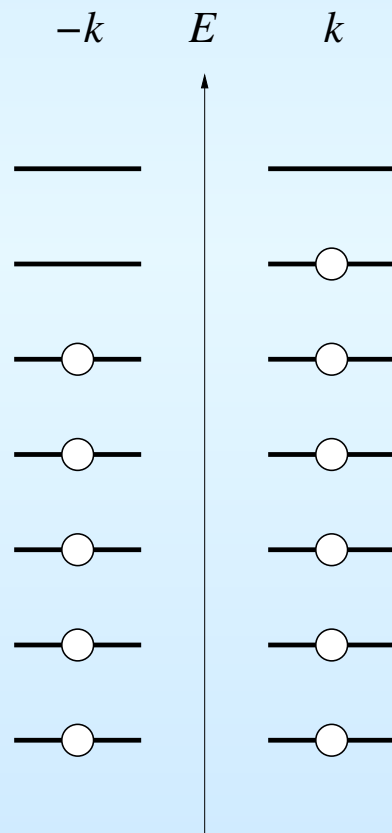


PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

NIEPARZYSTA L. E.



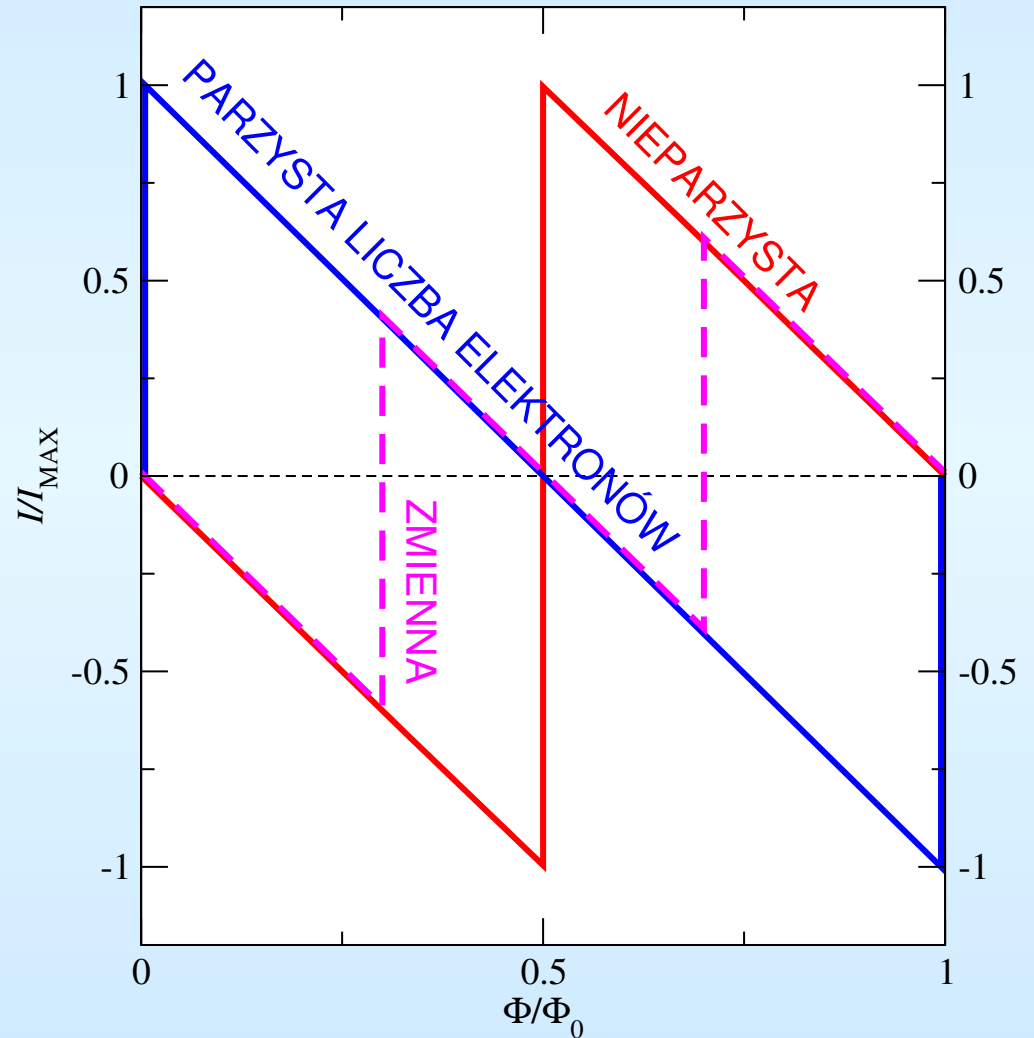
PARZYSTA L. E.



PODSTAWY: PIERŚCIEŃ W POLU MAGNETYCZNYM

Dodatkowo trzeba uwzględnić wpływ:

- temperatury
- nieporządku
- korelacji kulombowskich
- poprzecznych wymiarów, ...

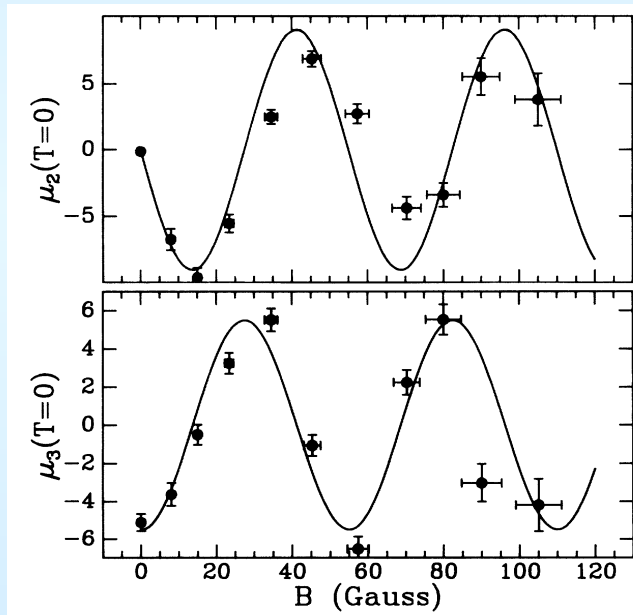


EKSPERYMENTY

wykonywane na dużym zespole pierścieni

- L.P. Lévy *et al.*,
Phys. Rev. Lett. **64**, 2074 (1990)

10^7 miedzianych pierścieni:



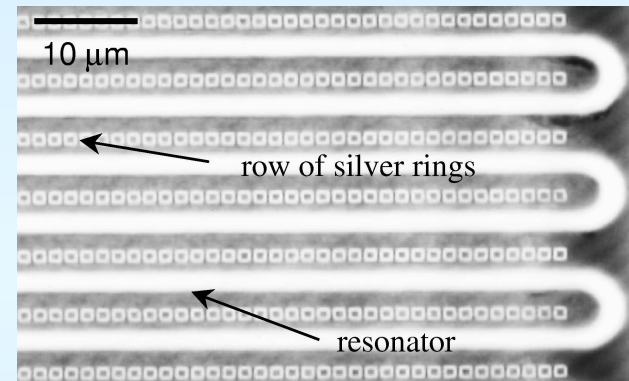
⇒ prąd trwały oscyluje z okresem

$$\Phi_0/2 \quad !!!$$

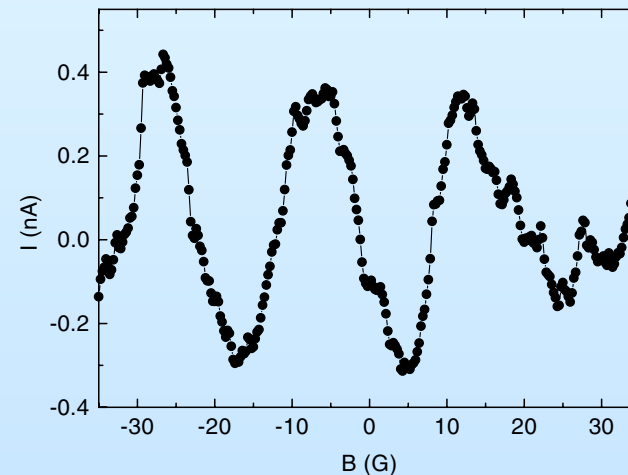
⇒ $j \approx 3 \times 10^{-3} ev_F/L$ (ok. 10 razy więcej, niż przewidywania teoretyczne)

- R. Deblock *et al.*,
Phys. Rev. Lett. **89**, 206803 (2002)

10^5 srebrnych pierścieni:



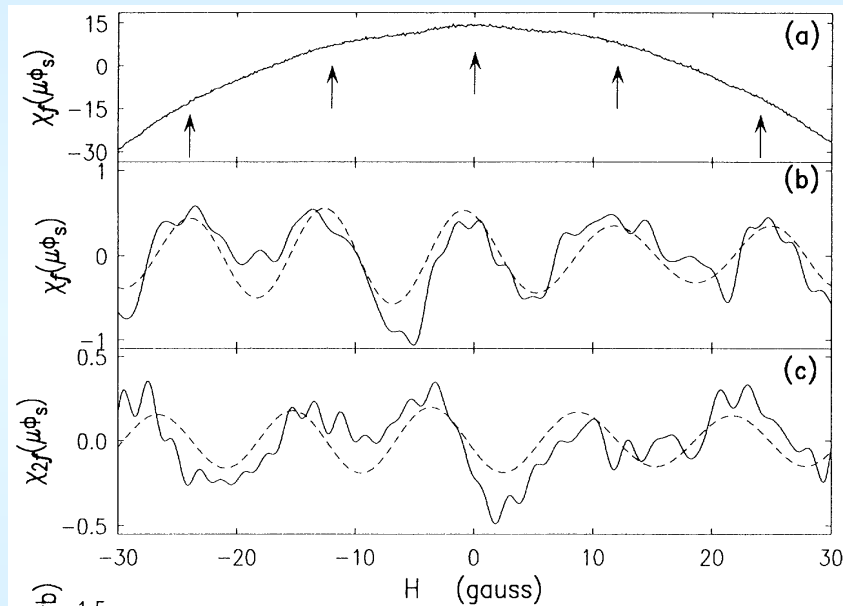
⇒ *diamagnetyczna* reakcja dla słabego pola (silne sprzężenie spin-orbita ?)



EKSPERYMENTY

wykonywane na pojedynczym pierścieniu

- V. Chandrasekhar *et al.*,
Phys. Rev. Lett. **67**, 3578 (1991)



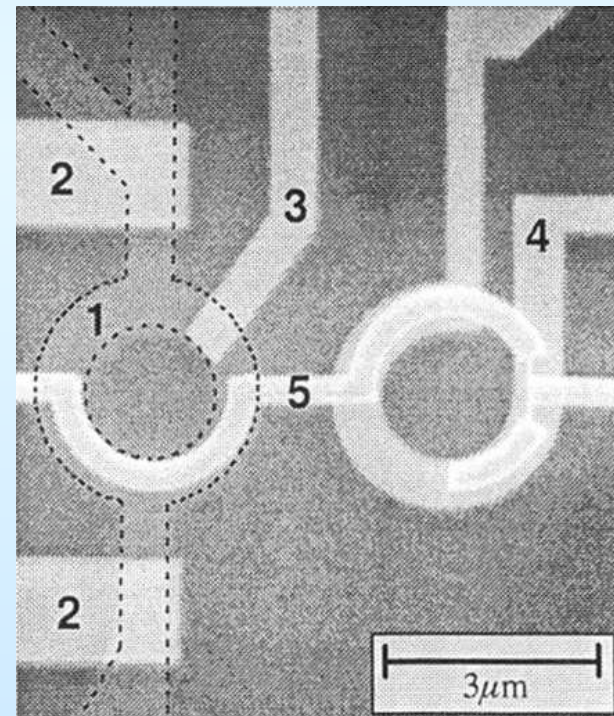
⇒ prąd trwały oscyluje z okresem

$$\Phi_0$$

⇒ $j \approx (0.3 \div 2.0) ev_F / L$

(30 ÷ 150 razy więcej, niż przewidywania teoretyczne)

- D. Mailly *et al.*,
Phys. Rev. Lett. **70**, 2020 (1993)
pierścień GaAlAs/GaAs
⇒ $j \approx ev_F / L$ ($l/L \approx 1.3$ – pierścień w reżimie balistycznym)

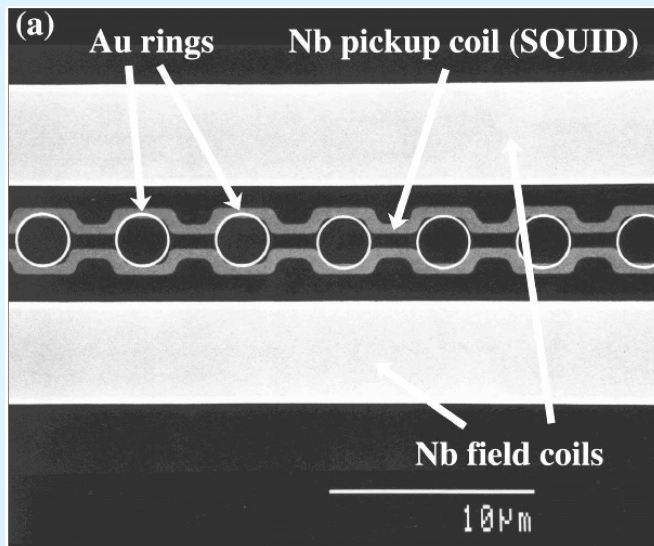


EKSPERYMENTY

wykonywane na wielu pierścieniach

- E.M.Q. Jariwala *et al.*
Phys. Rev. Lett. **86**, 1594 (2001)

30 złotych pierścieni:



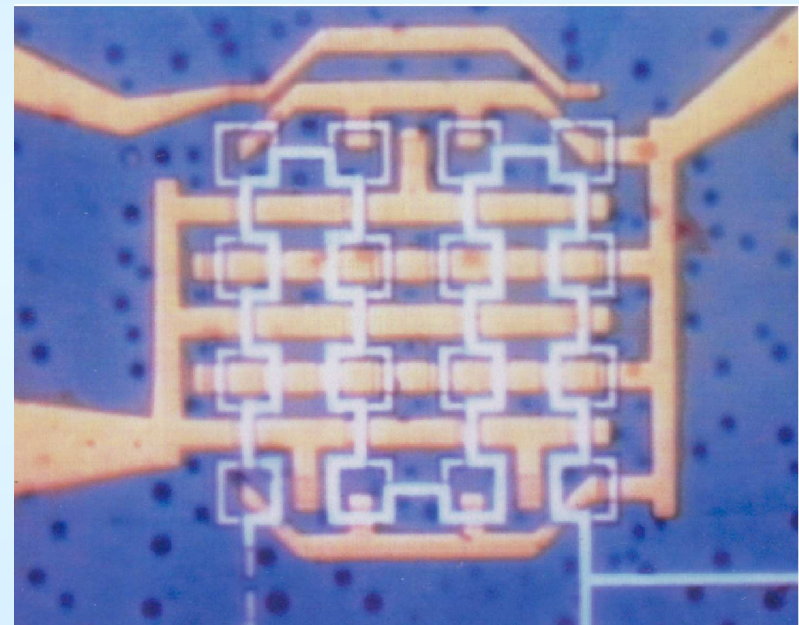
⇒ oscylacje prądu z okresem zarówno

Φ_0 jak i $\Phi_0/2$

⇒ *diamagnetyczna* reakcja obu składowych

- W. Rabaud *et al.*
Phys. Rev. Lett. **86**, 3124 (2001)

16 pierścieni GaAlAs/GaAs:



⇒ oscylacje prądu z okresem Φ_0

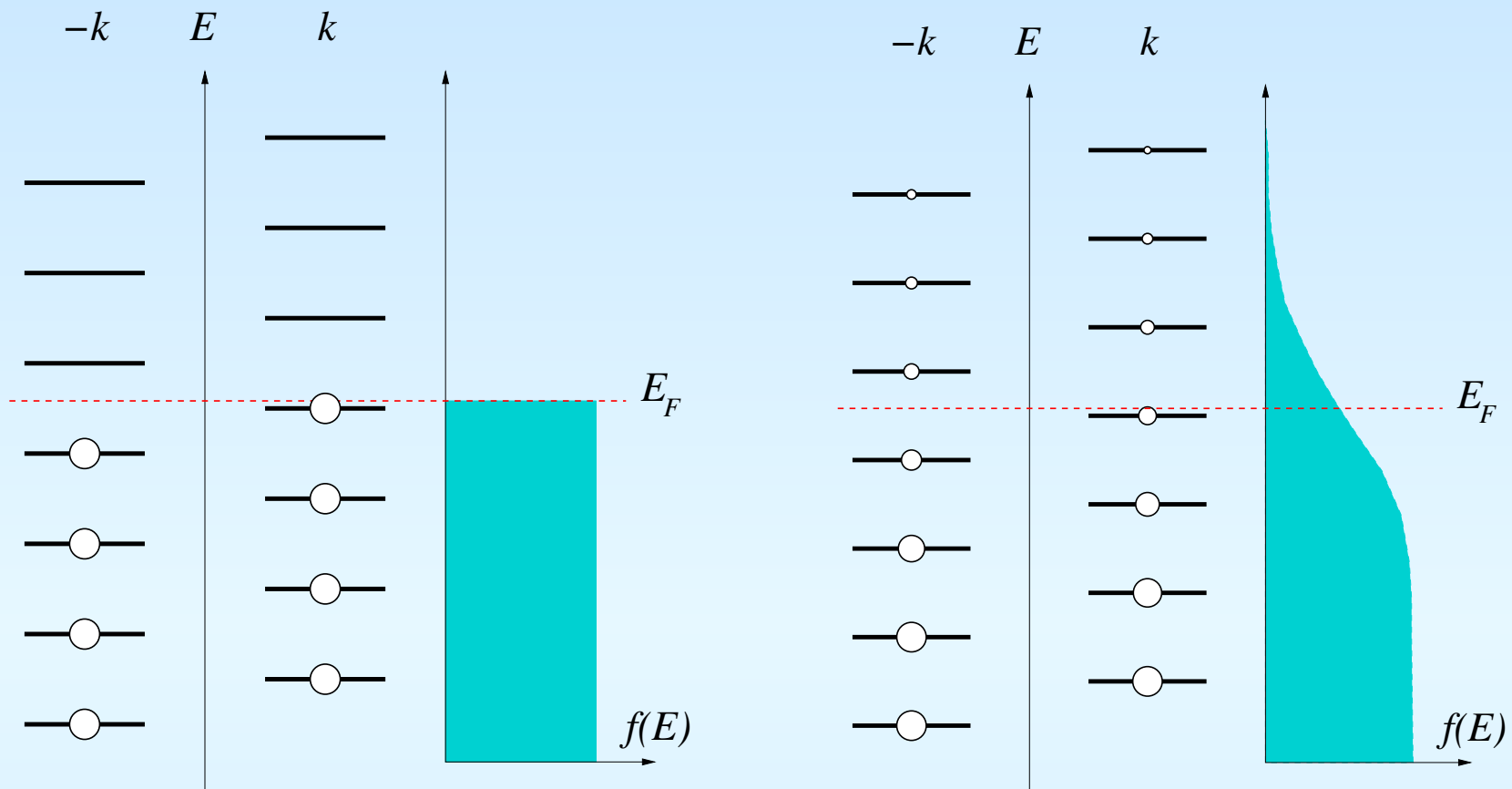
⇒ prądy trwałe zarówno przy *izolowanych* jak i przy *połączonych* pierścieniach

TEORIA

WPŁYW:

- ♠ temperatury
- ♥ wymiarów poprzecznych pierścienia
- ◇ nieporządku
- ♣ korelacji elektronowych

TEMPERATURA



$$I = -c \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \Phi}, \quad I = \sum_n I_n f(E_n), \quad I(T) \propto \exp\left(-\frac{T}{T^*}\right)$$

- $T^* = \Delta/k_B$ – system bez domieszek, Δ – odległość między poziomami
- $T^* = E_{\text{Th}}/k_B$ – system z domieszkami, $E_{\text{Th}} = \frac{\hbar D}{L^2}$ – energia Thouless'a
(D – stała dyfuzji, L – obwód pierścienia)

NIEPORZĄDEK i WYMIAR POPRZECZNY

- czysty, 1-wymiarowy pierścień: $I_0 = \frac{ev_F}{L}$
- “gruby” pierścień: $I = I_0 \sqrt{M}$ $M = \frac{A}{\lambda_F}$ – liczba kanałów, A – pole przekroju pierścienia, $\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F}$ – długość fali na poziomie Fermiego
- nieporządek: sprzęga kanały zmniejszając współczynnik \sqrt{M} .
w reżimie dyfuzyjnym: $I = I_0 \frac{l}{L}$ l – średnia droga swobodna
(balistyczny czas obiegu pierścienia \implies czas dyfuzji po obwodzie pierścienia)

KORELACJE ELEKTRONOWE

- diagramy dające przyczynki do energii najbardziej zależne od strumienia znacząco wzmacniają prąd trwały...
(V. Ambegaokar and U. Eckern, Phys. Rev. Lett. **65**, 381 (1990))
- ... ale uwzględnienie diagramów wyższego rzędu redukuje ten efekt
(R. Smith and V. Ambegaokar, Europhys. Lett. **20**, 161 (1992))
- korelacje elektronowe mogą przeciwdziałać redukcji prądu trwałego przez domieszki
(A. Müller–Groeling and H. Weidenmüller, Phys. Rev. B **49**, 4752 (1994); S. Maiti, J. Chowdhury and S. Karmakar, Sol. State Comm. **135**, 278 (2005))
- korelacje uwzględnione na poziomie Hartree–Focka (średnio) obniżają prądy trwałe
(H. Kato and D. Yoshioka, Phys. Rev. B **50**, 4943 (1994); A. Cohen, K. Richter, and R. Berkovits, Phys. Rev. B **57**, 6223 (1998))
- dokładna diagonalizacja może prowadzić zarówno do zwiększenia jak i do redukcji średniego prądu
(M. Abraham and R. Berkovits, Phys. Rev. Lett. **70**, 1509 (1993); G. Bouzerar, D. Poilblanc, and G. Montambaux, Phys. Rev. B **49**, 8258 (1994))

CO POTRAFIMY WYJAŚNIC, A CZEGO NIE?

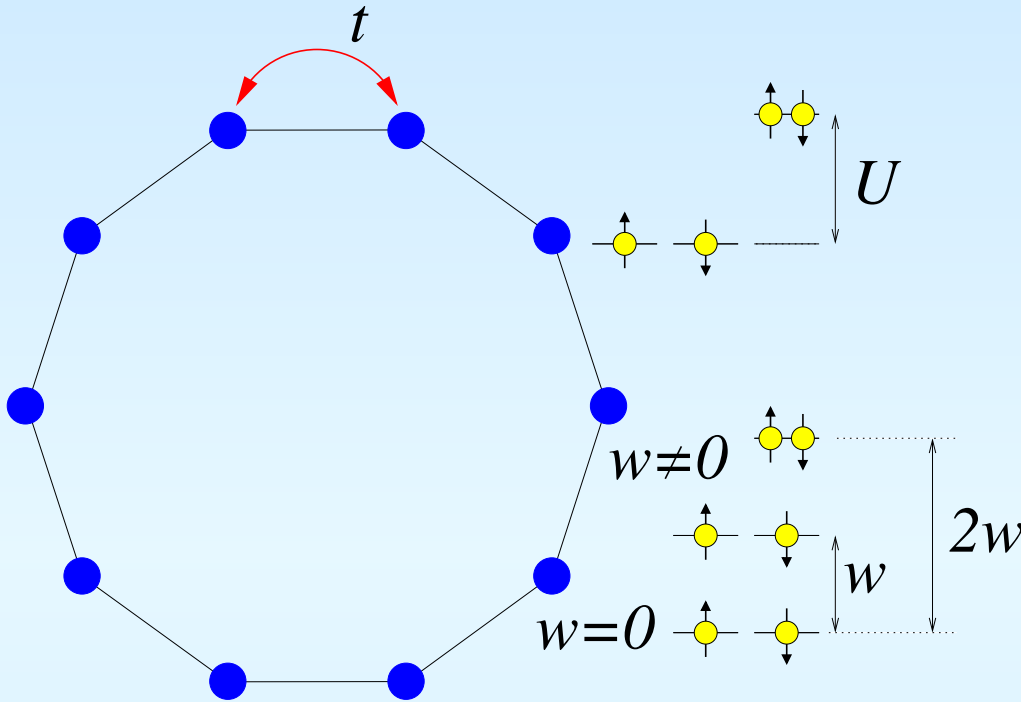
⇒ Rozumiemy:

- okresowość prądu trwałego
- zależność od temperatury
- znikanie składowej o okresie Φ_0 w dużych zespołach pierścieni

⇒ Nie rozumiemy:

- dużej amplitudy prądu w pierścieniach dyfuzyjnych
- znaku prądu – diamagnetyczna reakcja w pobliżu zerowego pola

MODEL: 1-WYMIAROWY PIERŚCIEŃ W PRZYBLIŻENIU CIASNEGO WIĄZANIA



$$\begin{aligned}
 H = & -t \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} e^{i\theta_{ij}} a_{i\sigma}^\dagger a_{j\sigma} \\
 & + \sum_i w_i (n_{i\uparrow} + n_{i\downarrow}) \\
 & + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}
 \end{aligned}$$

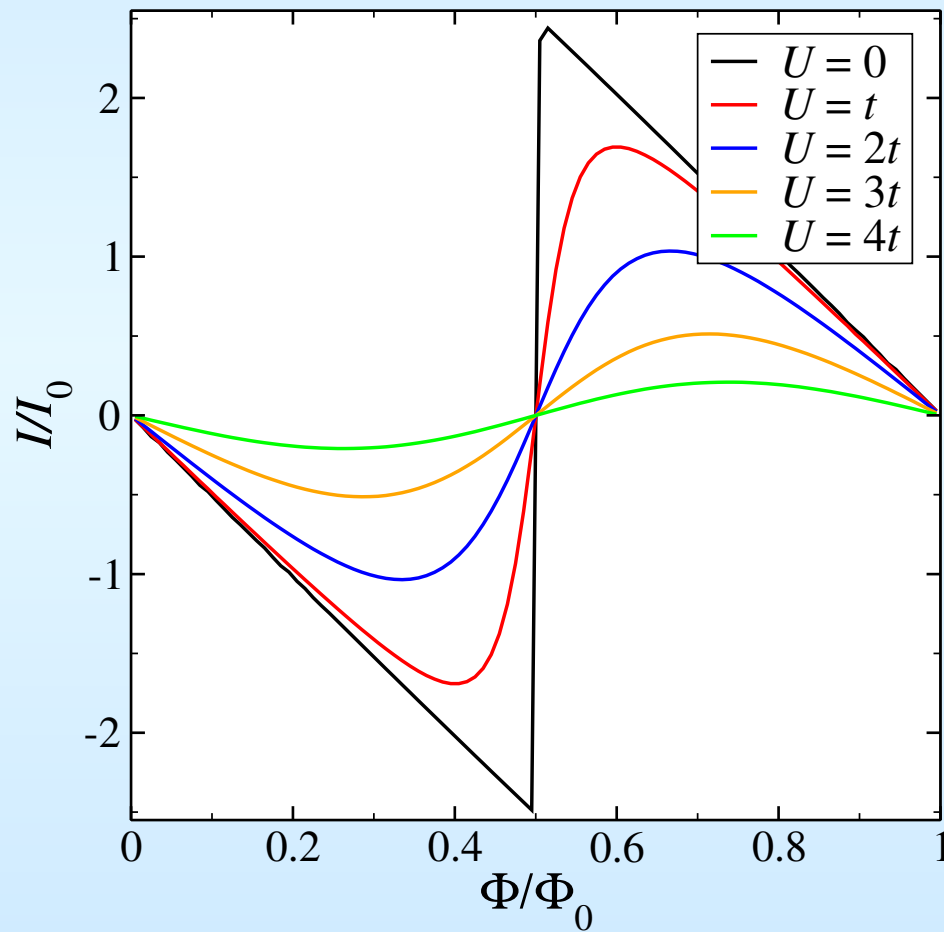
$$\theta_{ij} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{\mathbf{R}_j}^{\mathbf{R}_i} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$$

- Diagonalizacja metodą Lanczösa \Rightarrow energia stanu podstawowego i nisko leżących stanów wzbudzonych

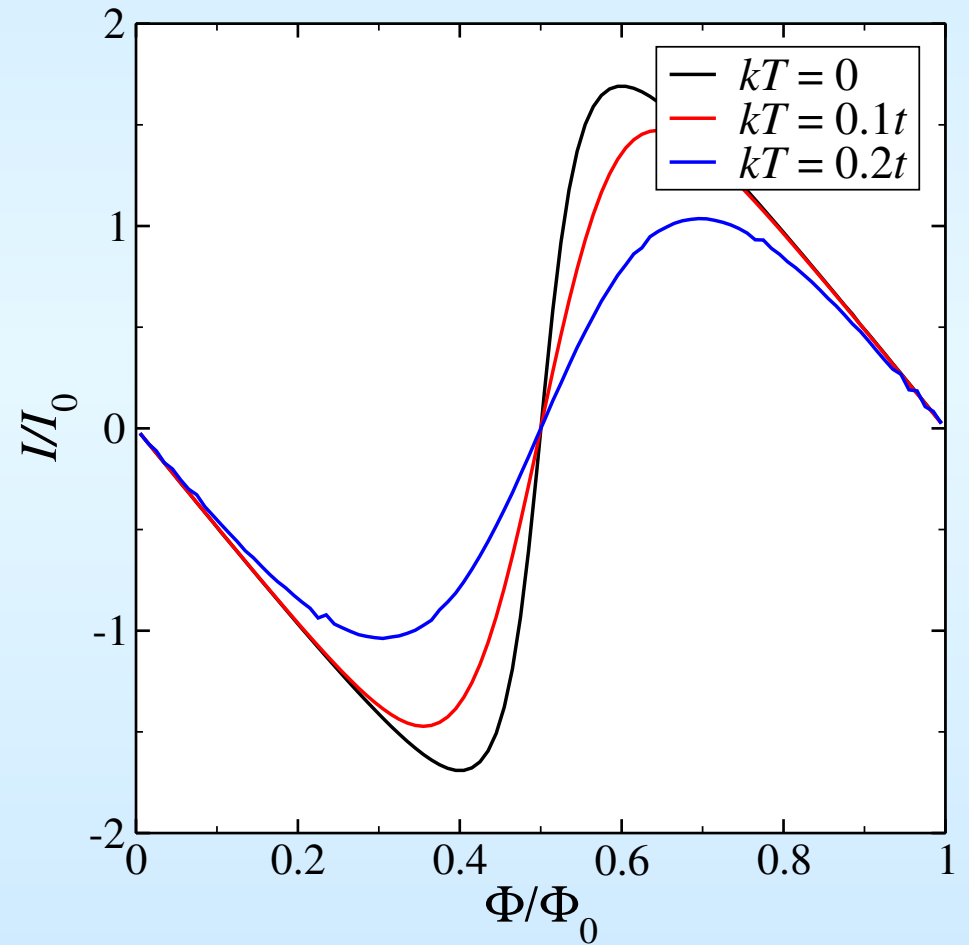
- $I = -\frac{dE_0}{d\Phi}$ ($T = 0$), $I = -\frac{d\mathcal{F}}{d\Phi}$ ($T > 0$)

PIERŚCIEŃ BEZ DOMIESZEK

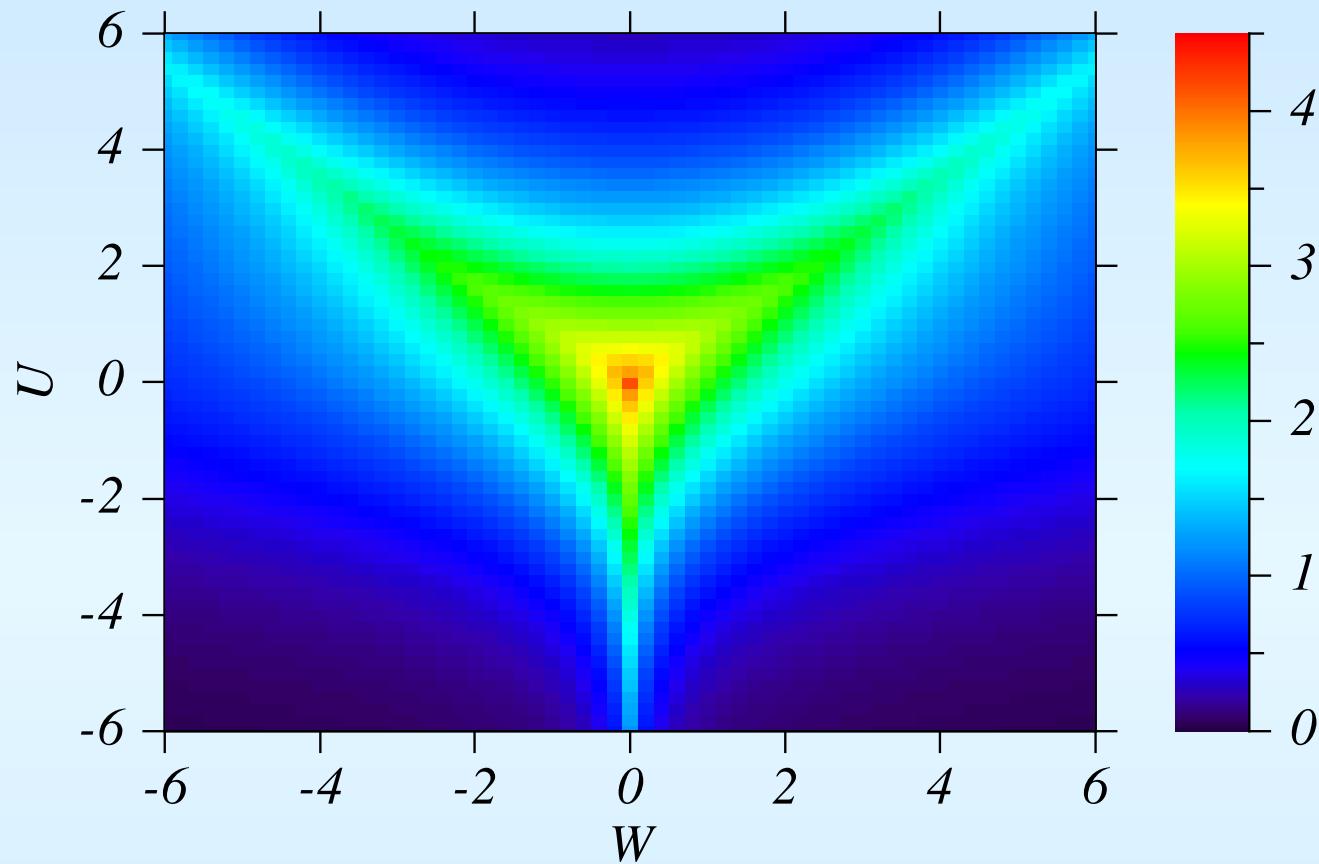
$T = 0$



$U = t$

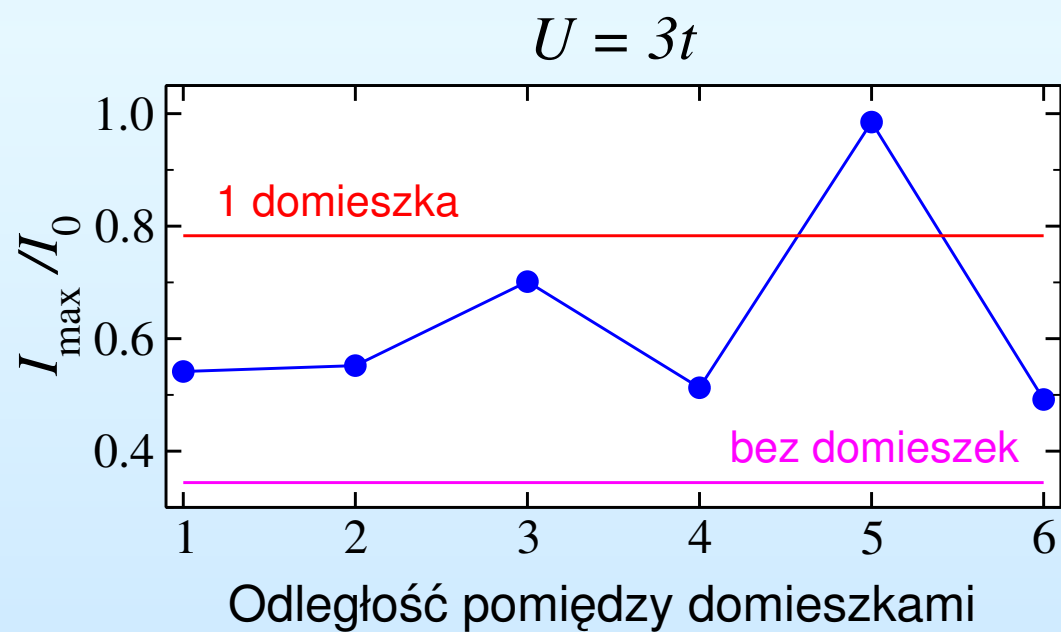
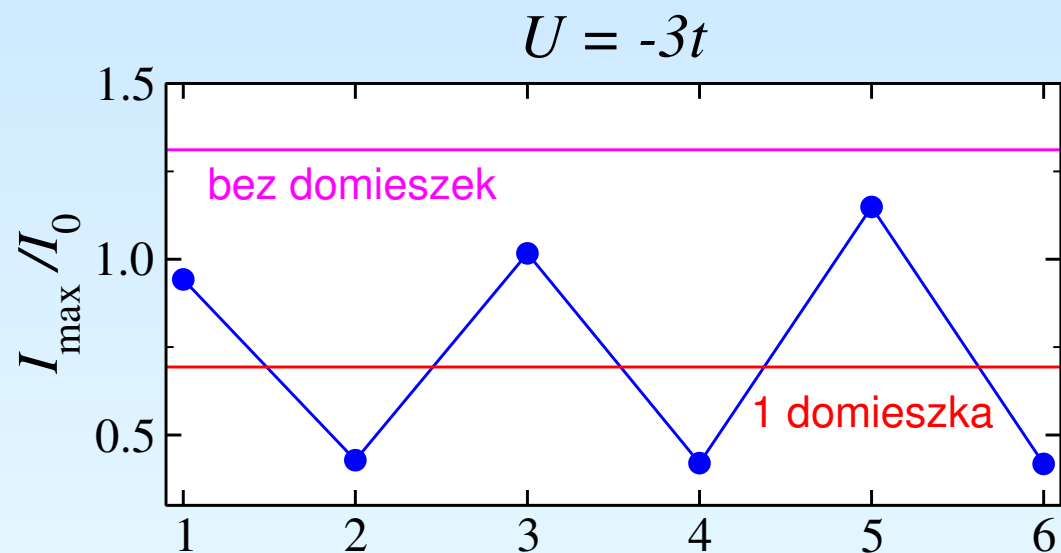


PIERŚCIEŃ Z JEDNĄ DOMIESZKĄ



- oddziaływanie przyciągające ($U < 0$) \implies maksymalny prąd przy braku domieszek
- oddziaływanie odpychające ($U > 0$) \implies maksymalny prąd w obecności domieszki
(i *vice versa*: w obecności domieszki maksymalny prąd występuje przy oddziaływaniu odpychającym)

PIERŚCIEŃ Z DWIEMA DOMIESZKAMI

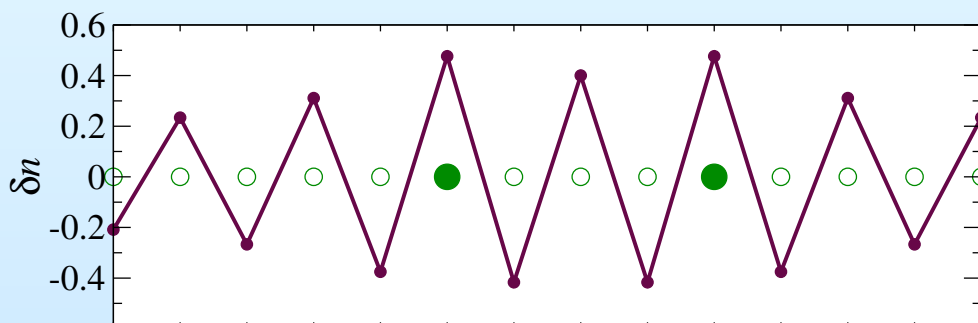
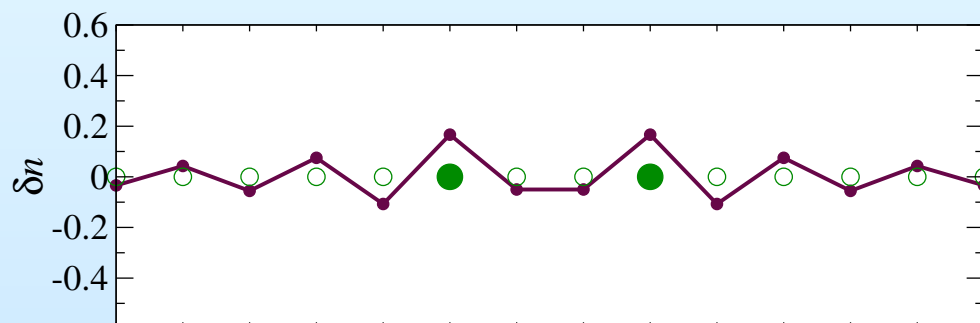
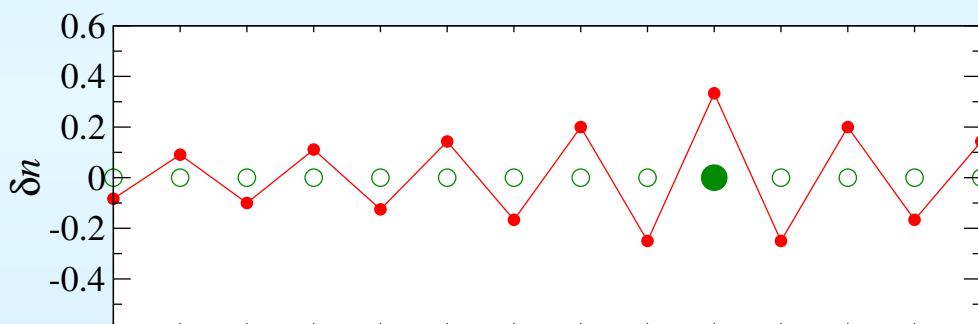
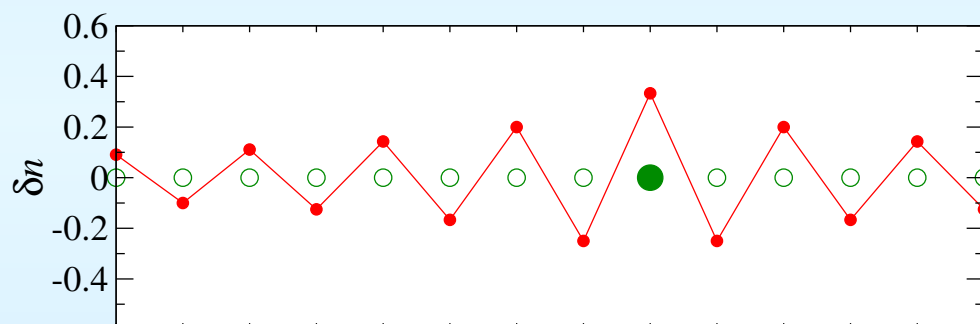
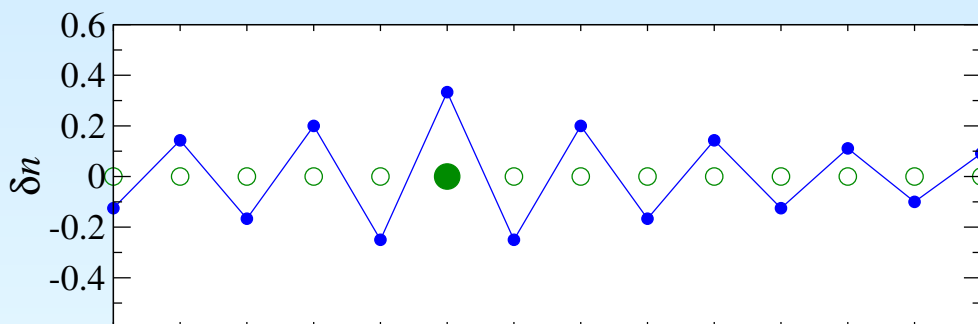
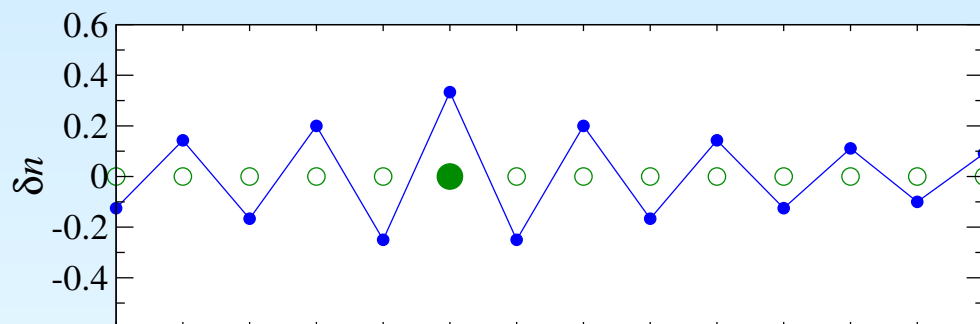


PIERŚCIEŃ Z DWIEMA DOMIESZKAMI

Oscylacje Friedel'a

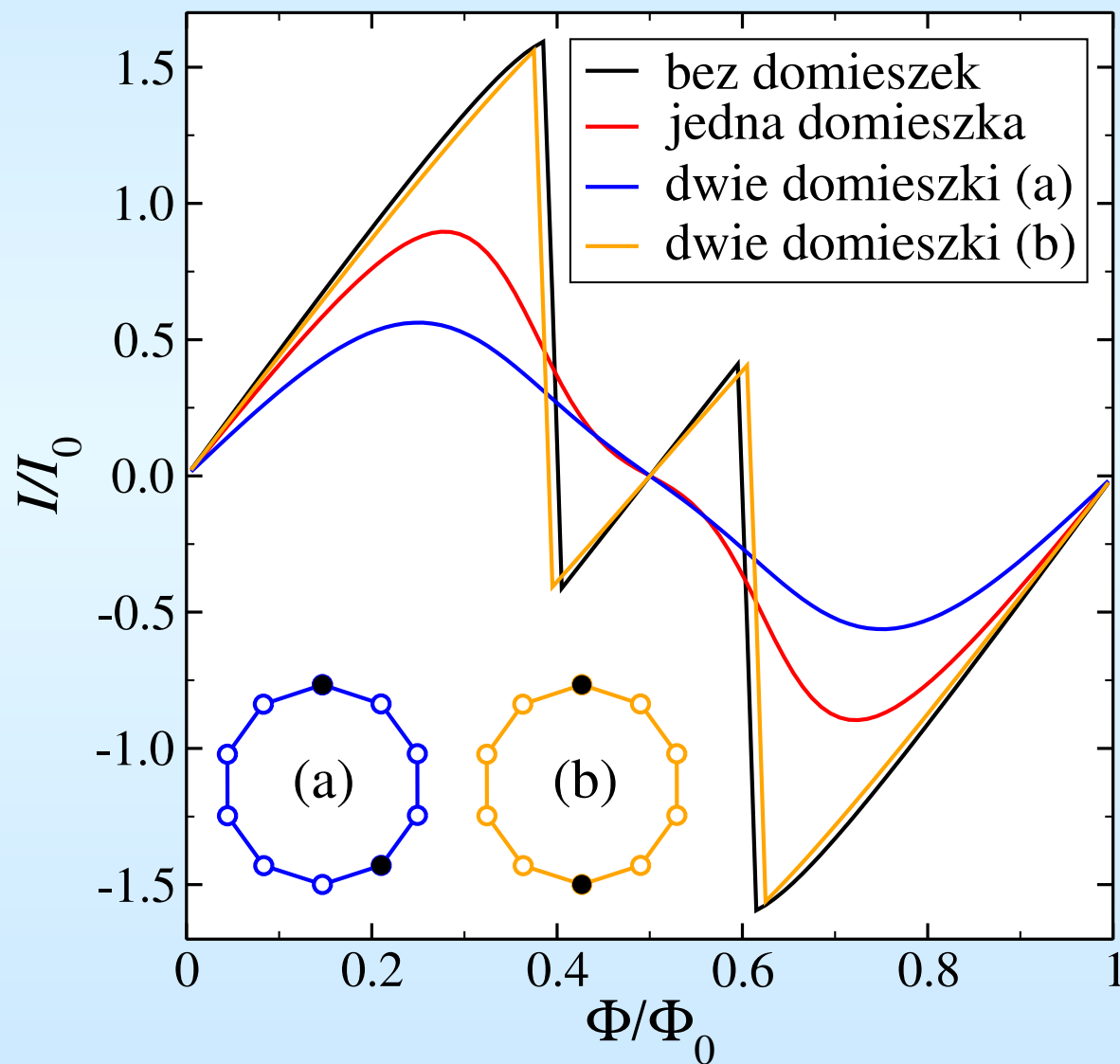
$d = 3$

$d = 4$



PIERŚCIEŃ Z DWIEMA DOMIESZKAMI

$$U = -2t$$



PIERŚCIEŃ Z KORELACJAMI PARUJĄCYMI

- normalny metal

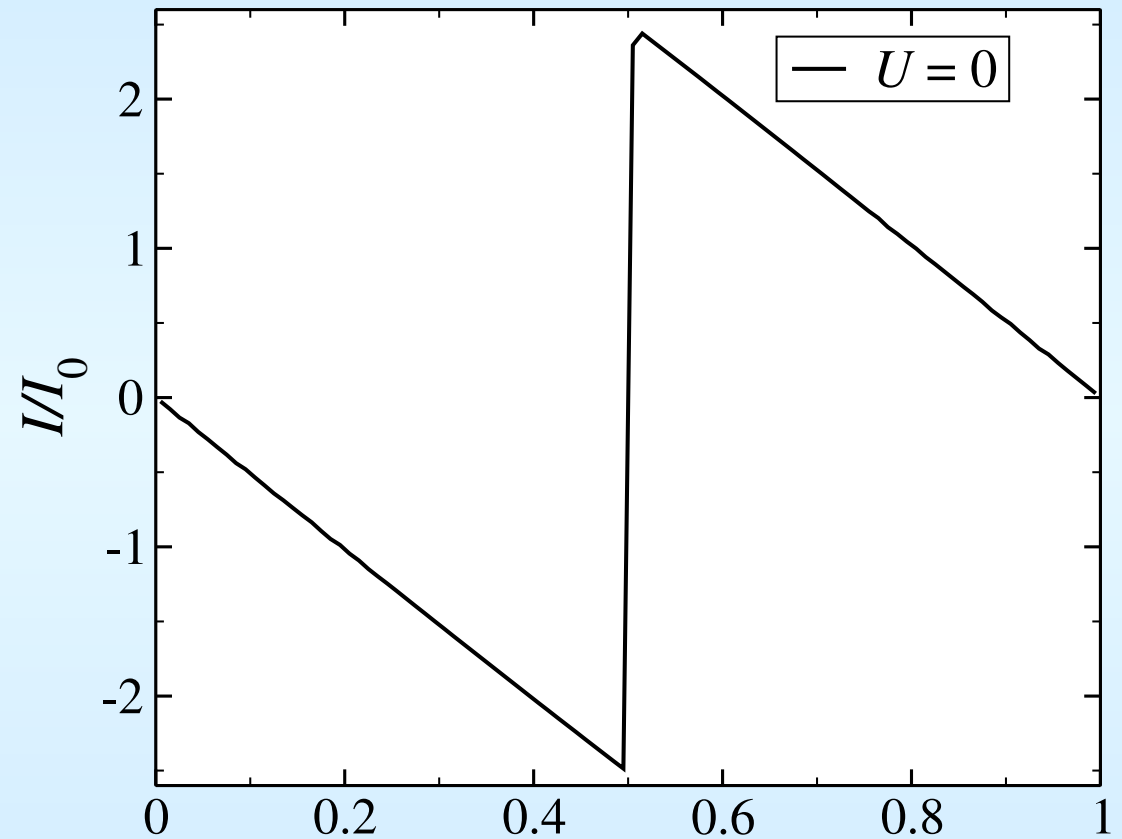


nośnik e , okres oscylacji Φ_0

- nadprzewodnik



nośnik $2e$, okres oscylacji $\Phi_0/2$



PIERŚCIEŃ Z KORELACJAMI PARUJĄCYMI

- normalny metal

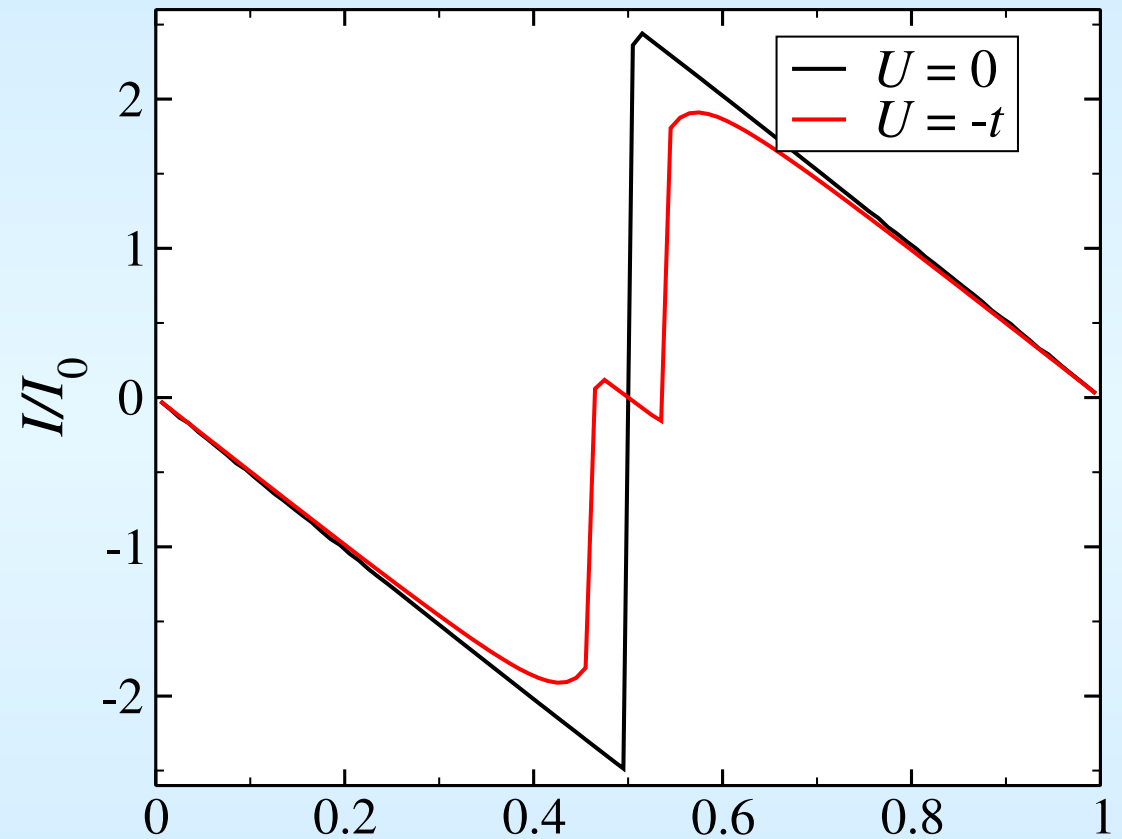


nośnik e , okres oscylacji Φ_0

- nadprzewodnik



nośnik $2e$, okres oscylacji $\Phi_0/2$



PIERŚCIEŃ Z KORELACJAMI PARUJĄCYMI

- normalny metal

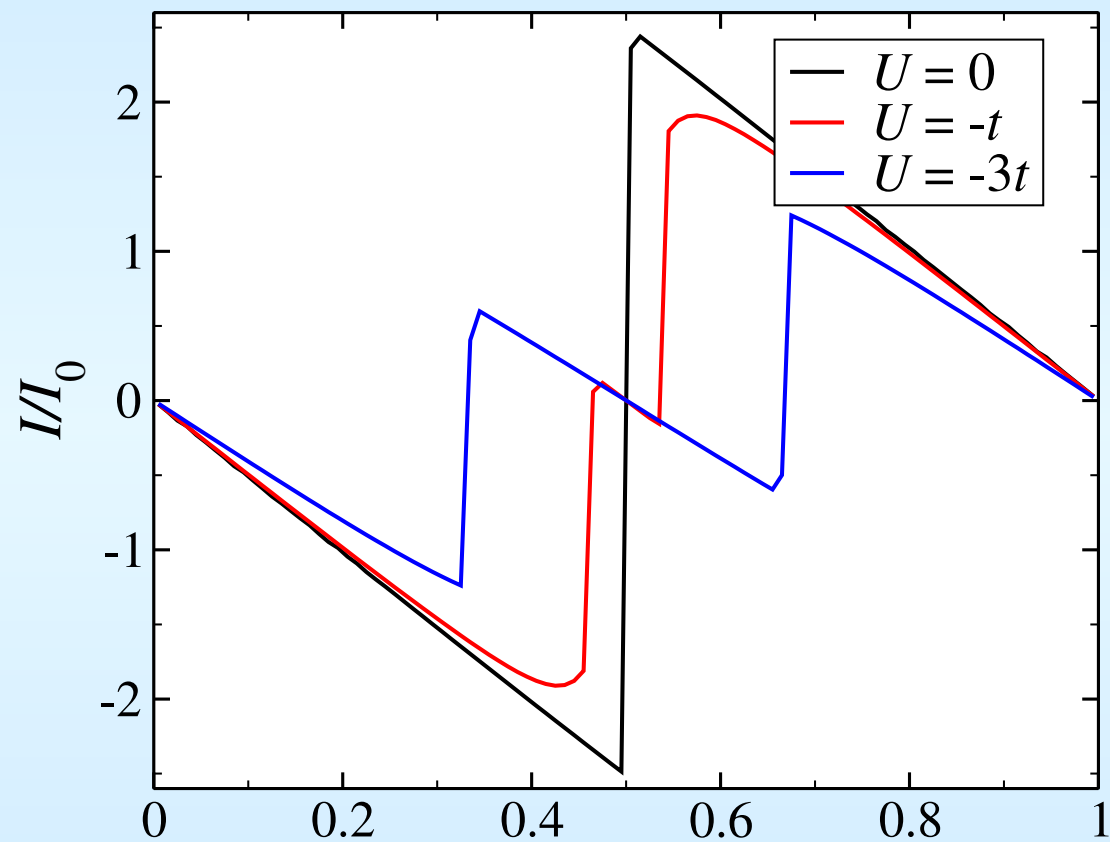


nośnik e , okres oscylacji Φ_0

- nadprzewodnik



nośnik $2e$, okres oscylacji $\Phi_0/2$



PIERŚCIEŃ Z KORELACJAMI PARUJĄCYMI

- normalny metal

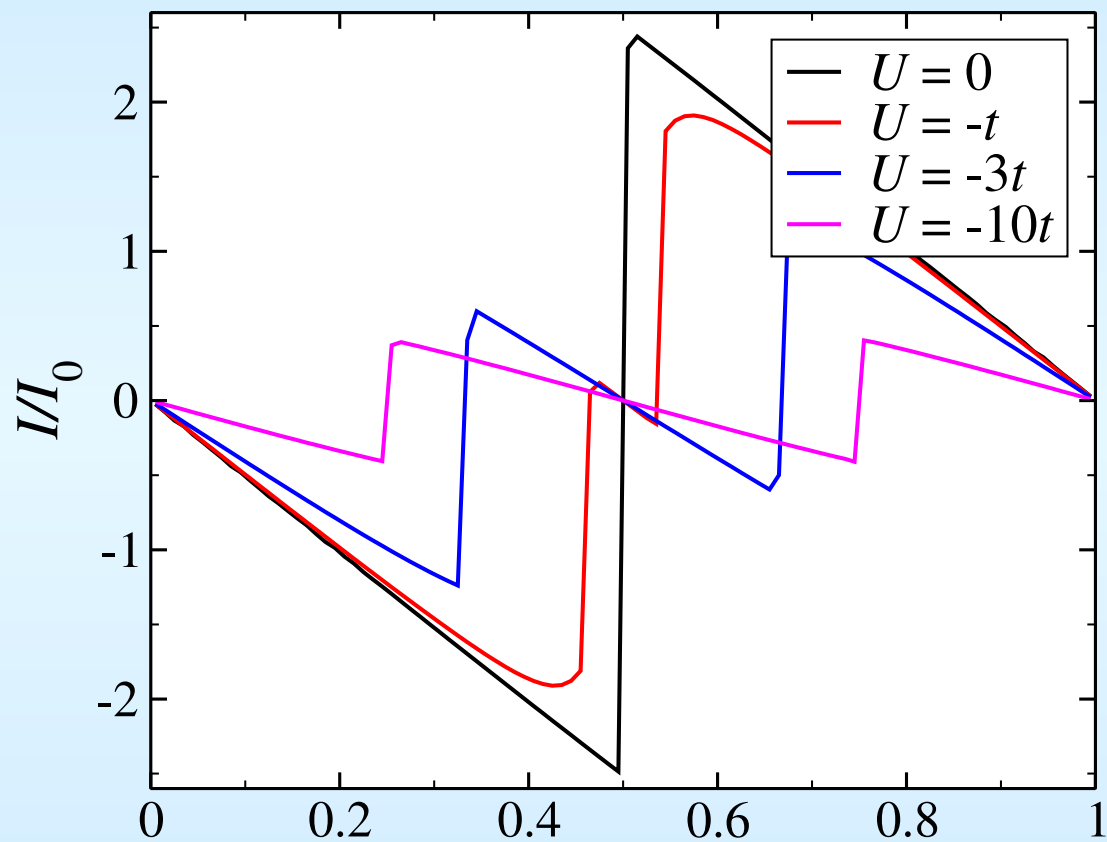


nośnik e , okres oscylacji Φ_0

- nadprzewodnik



nośnik $2e$, okres oscylacji $\Phi_0/2$



PIERŚCIEŃ Z KORELACJAMI PARUJĄCYMI

- normalny metal

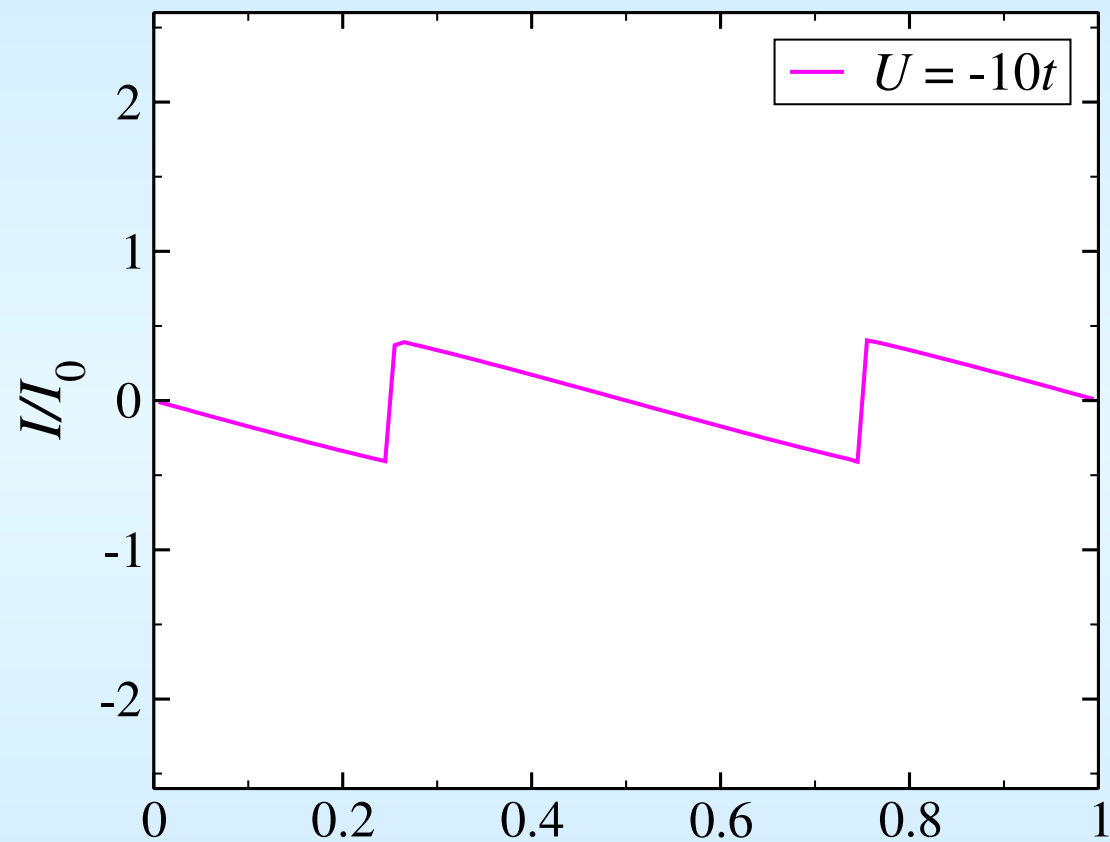


nośnik e , okres oscylacji Φ_0

- nadprzewodnik



nośnik $2e$, okres oscylacji $\Phi_0/2$



PIERŚCIEŃ Z KORELACJAMI PARUJĄCYMI

Czy zmiana okresu na pewno związana jest z pojawieniem się tendencji do tworzenia stanu nadprzewodzącego?

- podatność par Coopera

$$\chi_{\text{sup}} = \frac{1}{N} \sum_{ij} \left(\langle \Delta_i \Delta_j^\dagger \rangle - \langle a_{i\uparrow} a_{j\uparrow}^\dagger \rangle \langle a_{i\downarrow} a_{j\downarrow}^\dagger \rangle \right), \quad \Delta_i^\dagger = a_{i\downarrow}^\dagger a_{i\uparrow}^\dagger$$

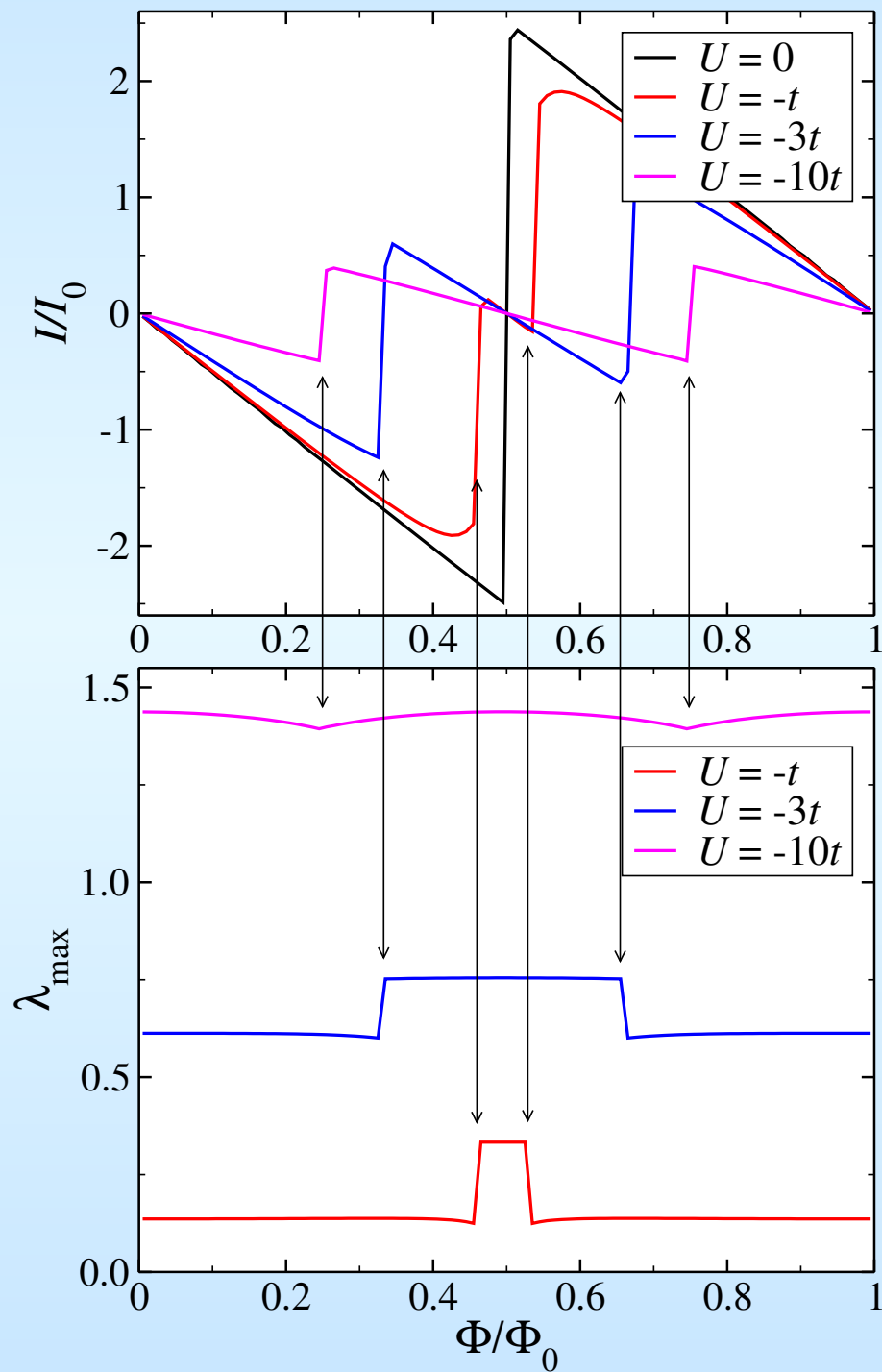
– nie posiada symetrii cechowania – w obecności strumienia pola magnetycznego nie wykazuje okresowości Φ_0 .

- zamast tego zdefiniujemy macierz:

$$\chi_{ij} = \langle \Delta_i \Delta_j^\dagger \rangle - \langle a_{i\uparrow} a_{j\uparrow}^\dagger \rangle \langle a_{i\downarrow} a_{j\downarrow}^\dagger \rangle$$

i zbadajmy jej maksymalną wartość własną λ_{max} .

PIERŚCIEŃ Z KORELACJAMI PARUJĄCYMI



- zależna od pola tendencja do parowania (R. Little and W. Parks, Phys. Rev. Lett., **9**, 9 (1962))

PIERŚCIEŃ Z KORELACJAMI PARUJĄCYMI O SKOŃCZONEJ SZEROKOŚCI

hamiltonian w przybliżeniu średniego pola:

$$U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \simeq U \sum_i (\langle n_{i\uparrow} \rangle n_{i\downarrow} + n_{i\uparrow} \langle n_{i\downarrow} \rangle) + U \sum_i \left(\Delta_i a_{i\uparrow}^\dagger a_{i\downarrow}^\dagger + \Delta_i^* a_{i\downarrow} a_{i\uparrow} \right)$$

Równania Bogolubova – de Gennes'a:

Wprowadzamy nowe operatory fermionowe $\gamma_{n\sigma}^{(\dagger)}$ w których hamiltonian jest diagonalny:

$$a_{i\uparrow} = \sum_l u_{il} \gamma_{l\uparrow} - v_{il}^* \gamma_{l\downarrow}^\dagger,$$
$$a_{i\downarrow} = \sum_l u_{il} \gamma_{l\downarrow} + v_{il}^* \gamma_{l\uparrow}^\dagger.$$

PIERŚCIEŃ O SKOŃCZONEJ SZEROKOŚCI

Równania Bogolubova – de Gennes'a:

$$\sum_j \begin{pmatrix} \mathcal{H}_{ij} & U\Delta_i\delta_{ij} \\ U\Delta_i^*\delta_{ij} & -\mathcal{H}_{ij}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{jl} \\ v_{jl} \end{pmatrix} = E_l \begin{pmatrix} u_{il} \\ v_{il} \end{pmatrix}$$

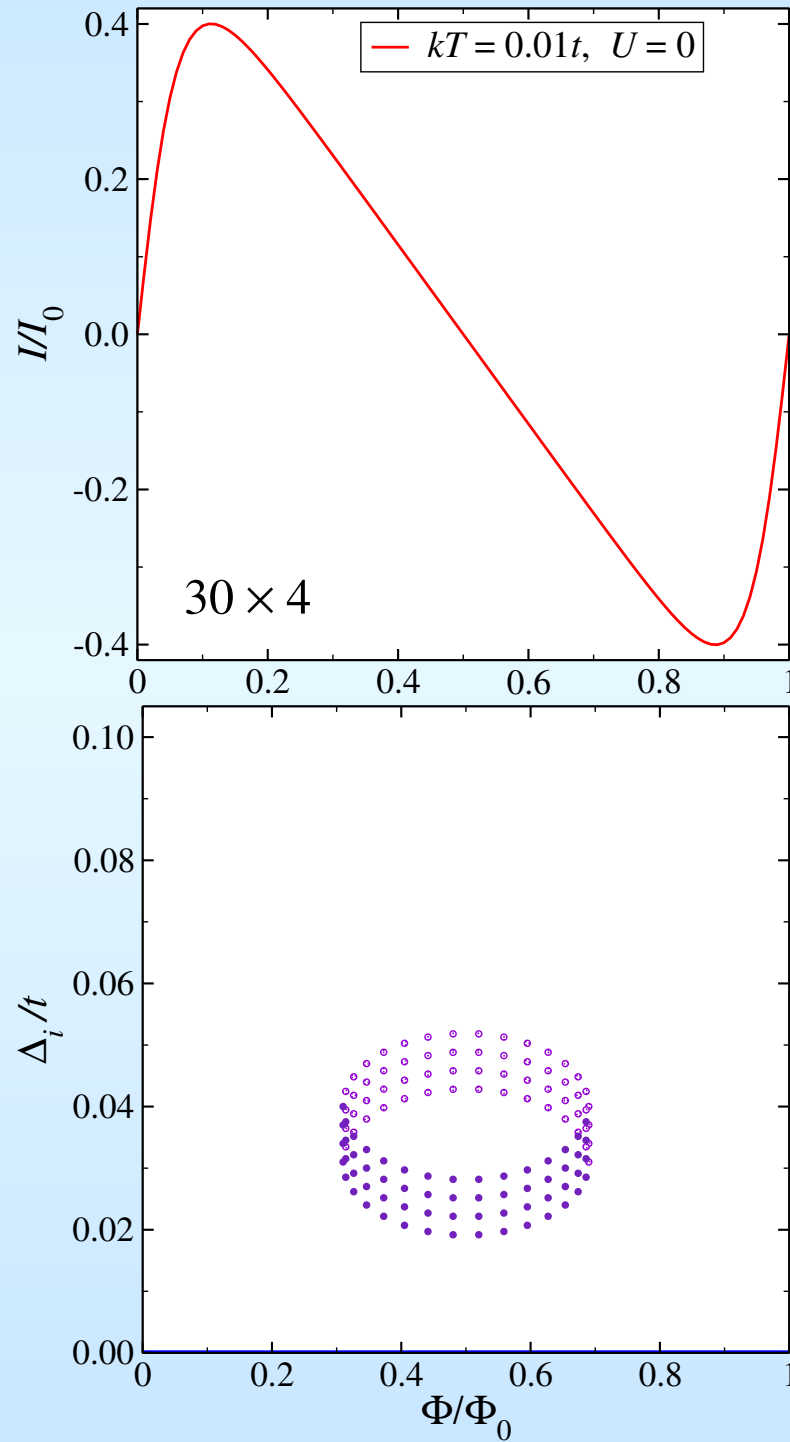
$$\mathcal{H}_{ij} = -t\delta_{i+\delta,j}e^{i\theta_{ij}} + (U\bar{n}_i + w_i - \mu)\delta_{ij} \quad \Delta_i = -\sum_l u_{il}v_{il}^* \tanh\left(\frac{E_l}{2kT}\right)$$

$$\bar{n}_i = \sum_l |u_{il}|^2 f(E_l) + |v_{il}|^2 f(-E_l)$$

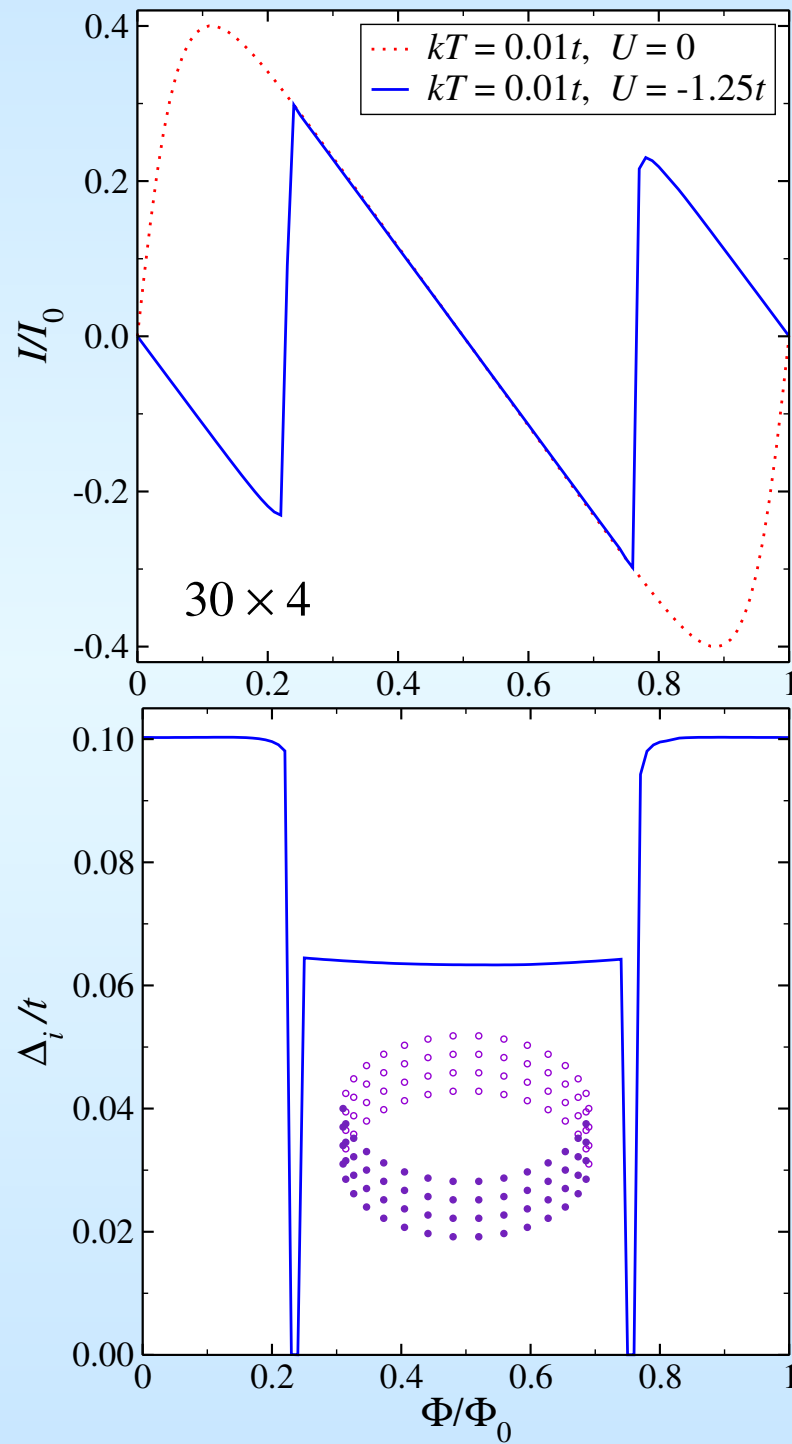
PRĄD:

$$I_{ij} = -\frac{2et}{\hbar c} \operatorname{Im} \left[e^{i\theta_{ij}} \sum_l (v_{il}v_{jl}^* - u_{il}^*u_{jl}) \tanh\left(\frac{E_l}{2kT}\right) \right]$$

PIERŚCIEŃ O SKOŃCZONEJ SZEROKOŚCI

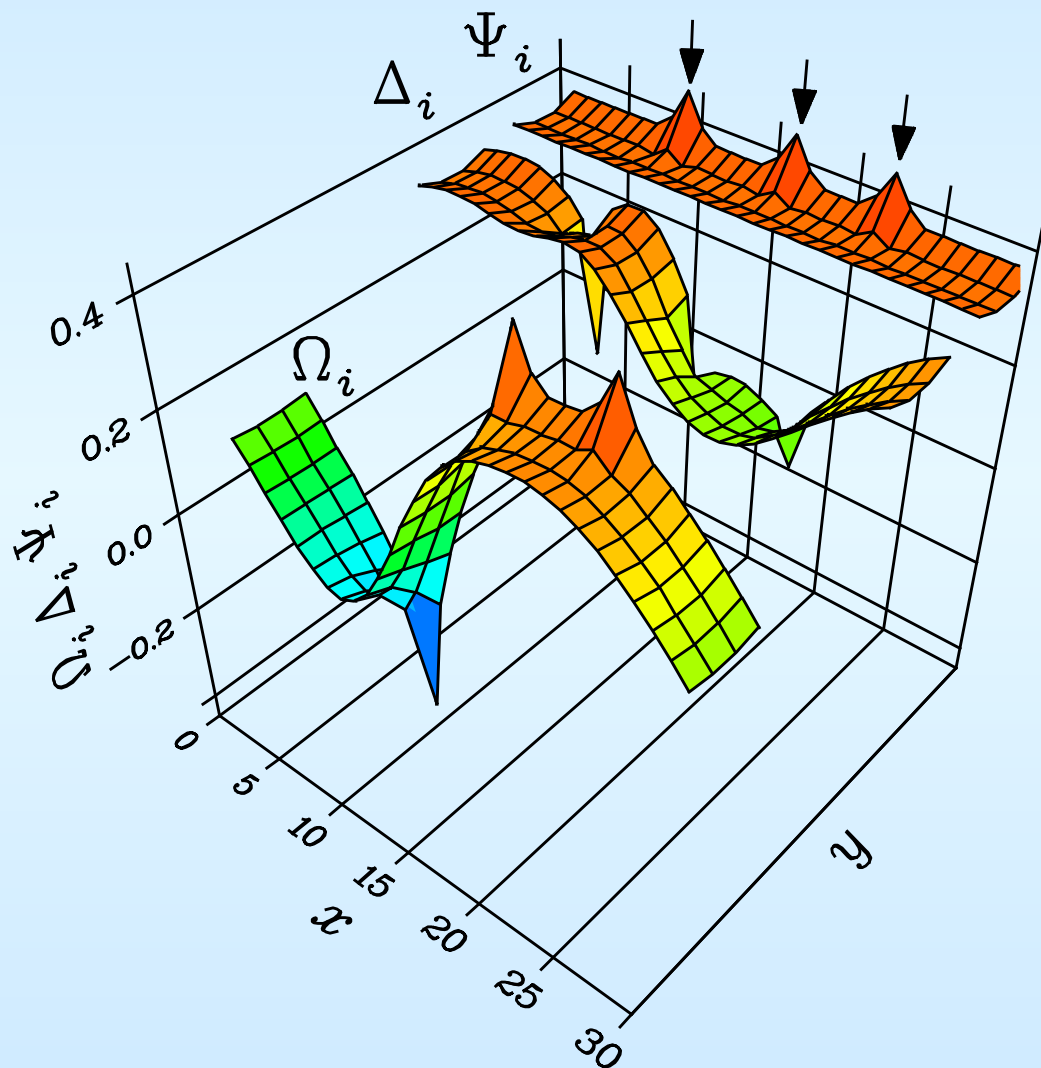


PIERŚCIEŃ O SKOŃCZONEJ SZEROKOŚCI



PIERŚCIEŃ O SKOŃCZONEJ SZEROKOŚCI

DOMIESZKI: konkurencja CDW i nadprzewodnictwa



- Ω_i – parametr porządku CDW
- Δ_i – parametr porządku nadprzewodnictwa
- $\Psi_i = \sqrt{\Omega_i^2 + \Delta_i^2}$

PODSUMOWANIE I PERSPEKTYWY

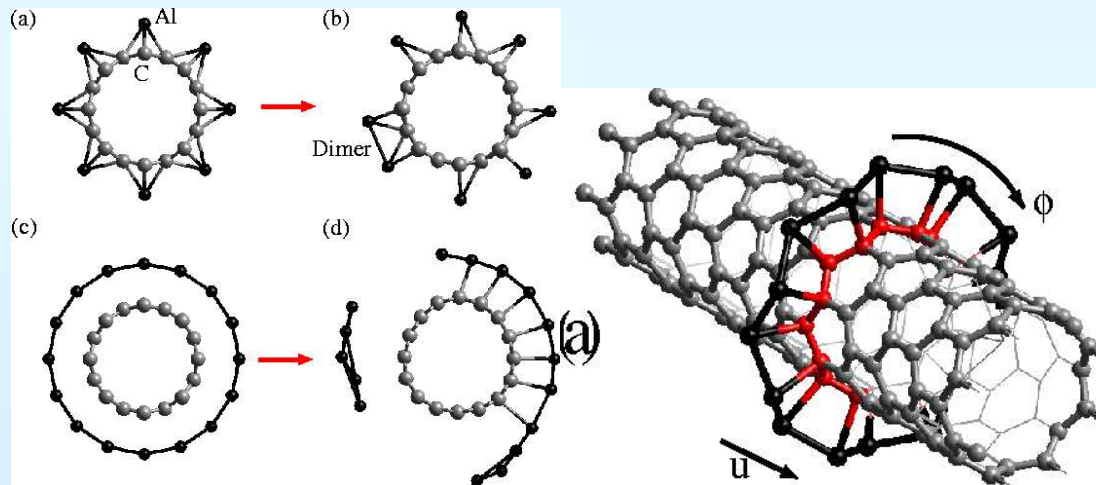
- nieporządek silnie modyfikuje prąd trwały pośrednio poprzez „pinning” i/lub tworzenie fal gęstości ładunku
- w przypadku oddziaływania parującego efekt ten jest szczególnie wyraźny ze względu na konkurencję (tendencji do) nadprzewodnictwa i fal gęstości ładunku

PODSUMOWANIE I PERSPEKTYWY

- nieporządek silnie modyfikuje prąd trwały pośrednio poprzez „pinning” i/lub tworzenie fal gęstości ładunku
- w przypadku oddziaływania parującego efekt ten jest szczególnie wyraźny ze względu na konkurencję (tendencji do) nadprzewodnictwa i fal gęstości ładunku
- **czy sterując rozkładem domieszek można wpływać na własności nanopierścieni?**

PODSUMOWANIE I PERSPEKTYWY

- nieporządek silnie modyfikuje prąd trwały pośrednio poprzez „pinning” i/lub tworzenie fal gęstości ładunku
- w przypadku oddziaływania parującego efekt ten jest szczególnie wyraźny ze względu na konkurencję (tendencji do) nadprzewodnictwa i fal gęstości ładunku
- czy sterując rozkładem domieszek można wpływać na własności nanopierścieni?
- możliwości wyprodukowania nanoringu?



V. Bagci *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 045409 (2002)



X. Kong *et al.* Science **303**, 1348 (2004)

monokryształ

średnica: $1 \div 4 \mu\text{m}$,

szerokość: $10 \div 30 \text{ nm}$