

V.

*KVAZISTACIONÁRNÍ STAVY a RELACE $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$
TUNELOVÁNÍ Z REZONANČNÍCH STAVŮ
(GREENOVY FUNKCE)*

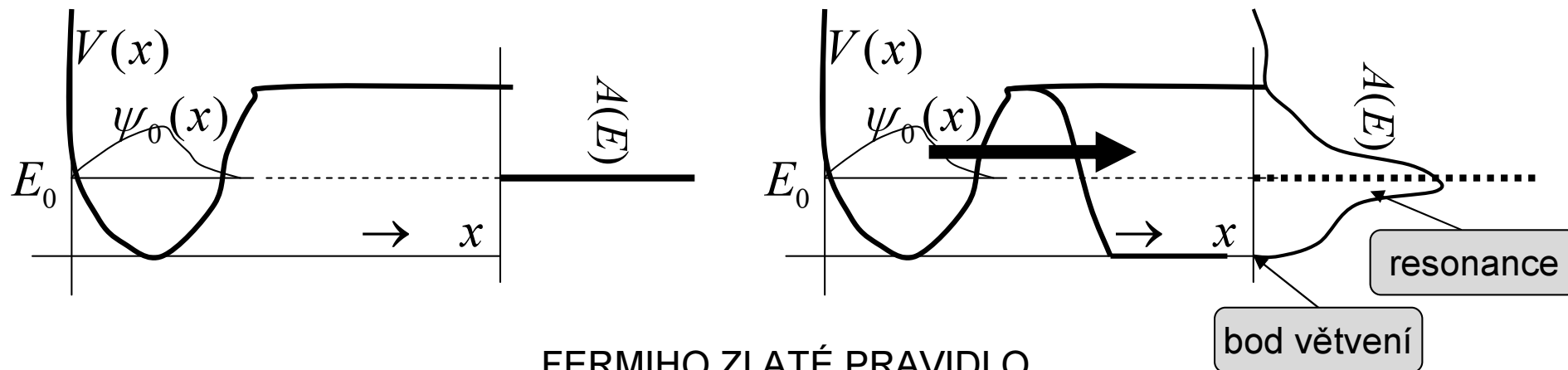
7.12. 2005

*PŘIPOMENUTÍ A KRITICKÉ
SHRNUTÍ ÚVAH Z MINULA*

5.10.2005: Modelové příklady

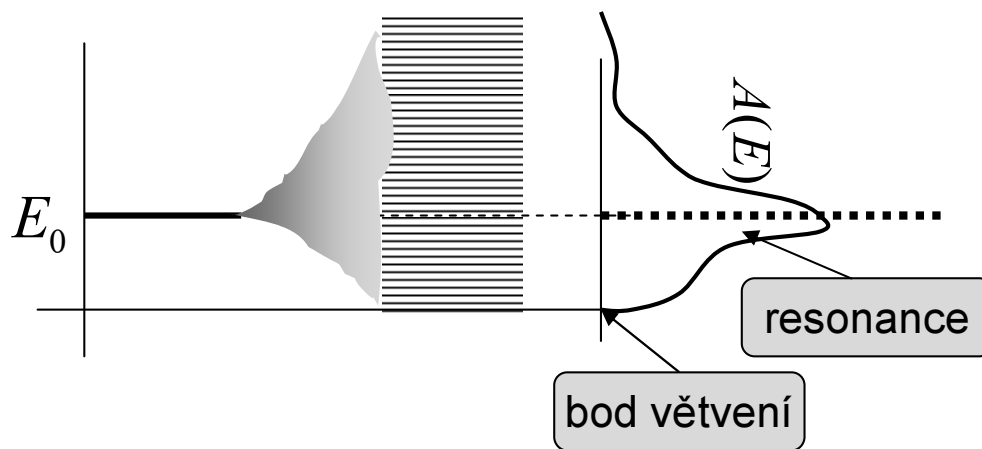
TUNELOVÁNÍ (α -ROZPAD)

... bariera v reálném prostoru odděluje konečnou a nekonečnou oblast



FERMIHO ZLATÉ PRAVIDLO

... diskretní hladina je slabě vázána na překrývající kontinuum stavů



2.11.2005: *Modelové příklady*

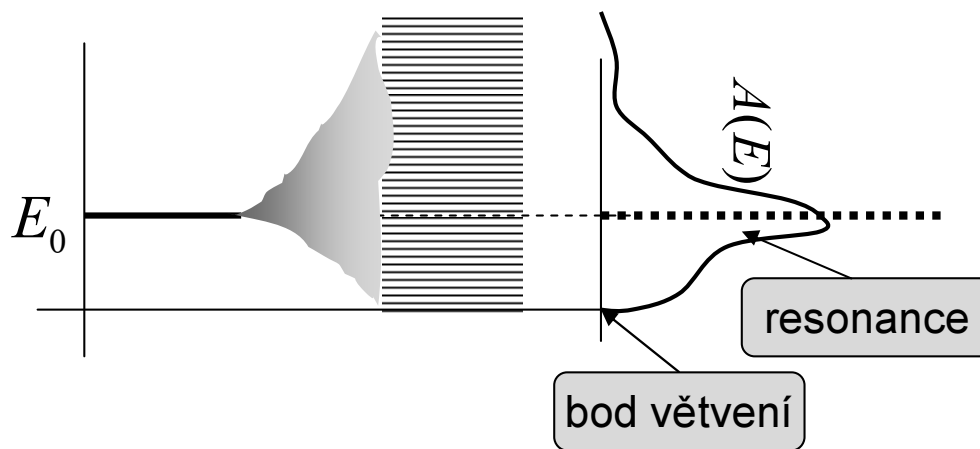
TUNELOVÁNÍ (α -ROZPAD)

... bariera v reálném prostoru odděluje konečnou a nekonečnou oblast



MODELOVÝ HAMILTONIÁN

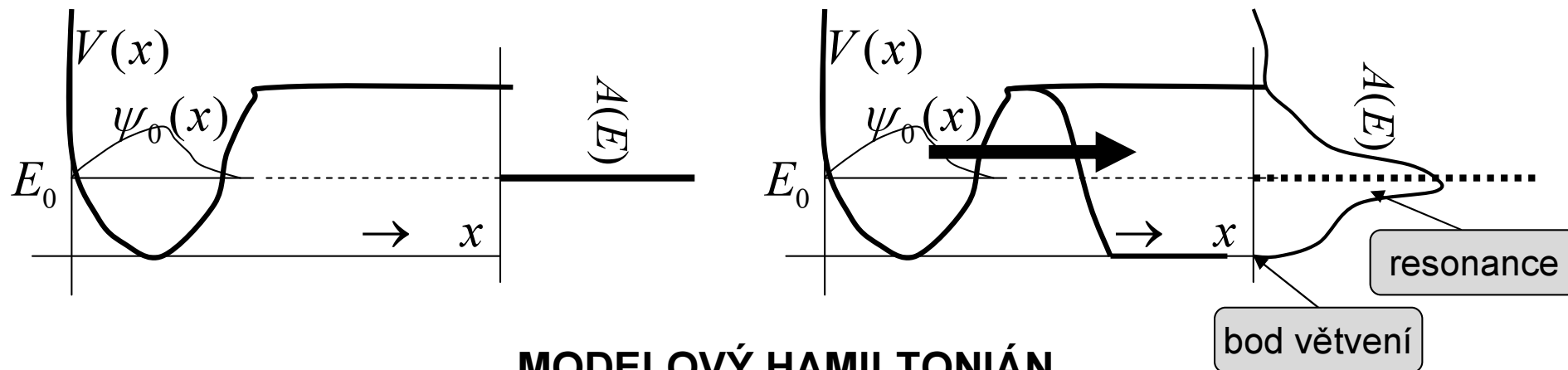
... diskretní hladina je slabě vázána na překrývající kontinuum stavů



9.11.2005: *Modelové příklady*

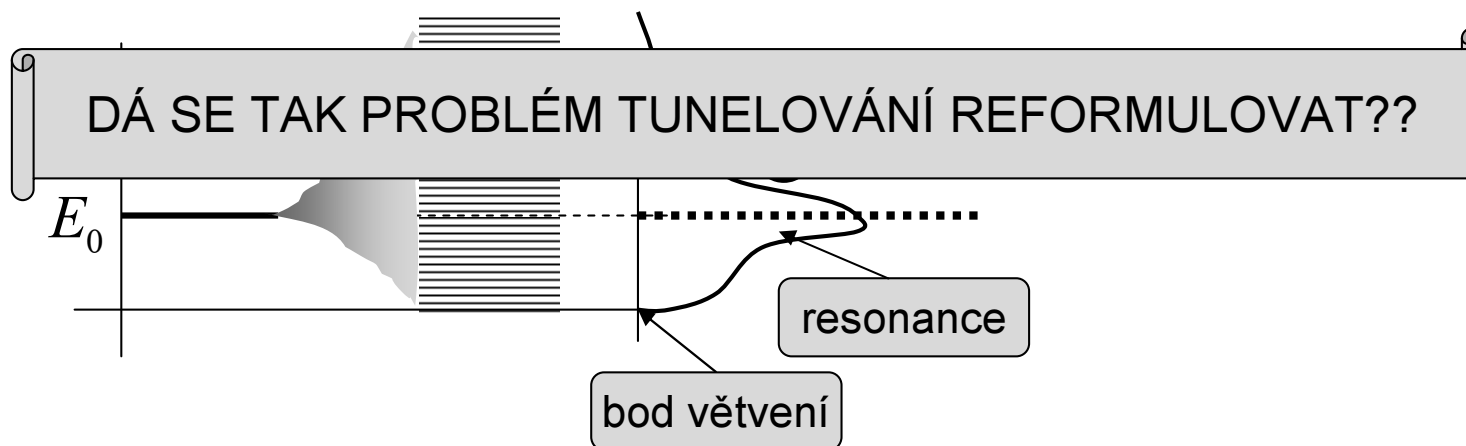
TUNELOVÁNÍ (α -ROZPAD)

... bariera v reálném prostoru odděluje konečnou a nekonečnou oblast

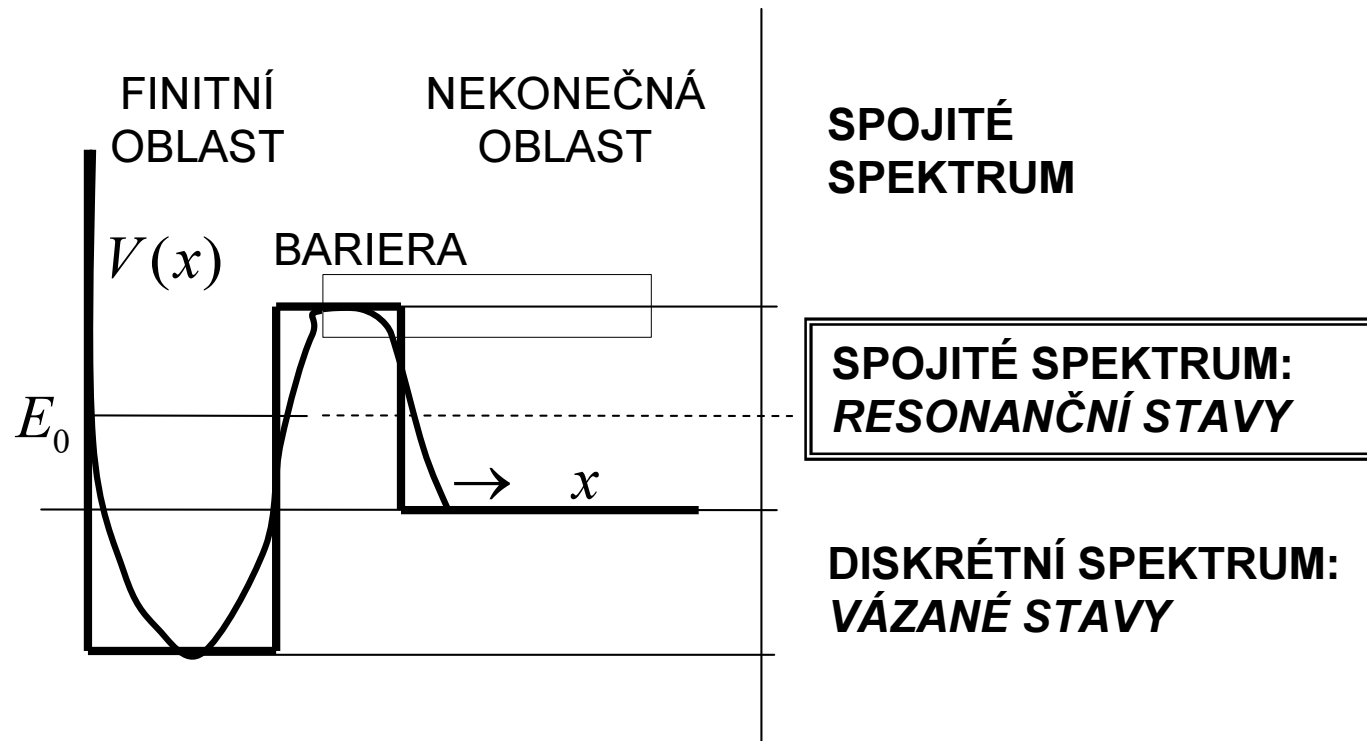


MODELOVÝ HAMILTONIÁN

... diskretní hladina je slabě vázána na překrývající kontinuum stavů



9.11.2005: *Model tunelovacího rozpadu: pravoúhelná bariéra*

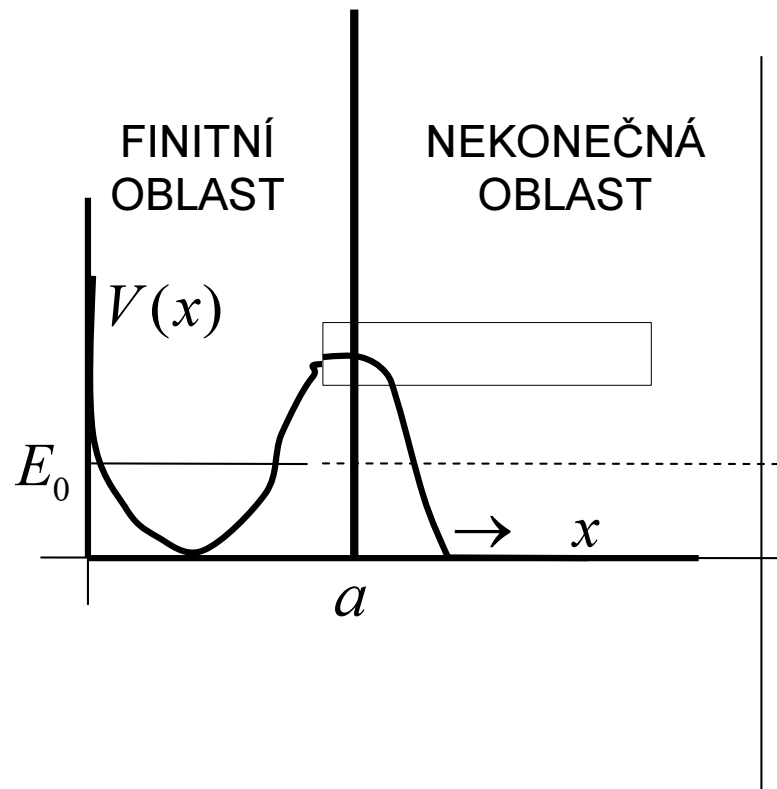


vystihuje dobře

- prostorovou strukturu modelu
- rozložení spektrálních oblastí

kvalitativní rozdíl: ostré hrany bariery jsou "ultrakvantové"

9.11.2005: Model tunelovacího rozpadu: delta bariera



**SPOJITÉ SPEKTRUM:
RESONANČNÍ STAVY**

$$V(x) = \frac{\hbar^2}{m} K \delta(x-a)$$

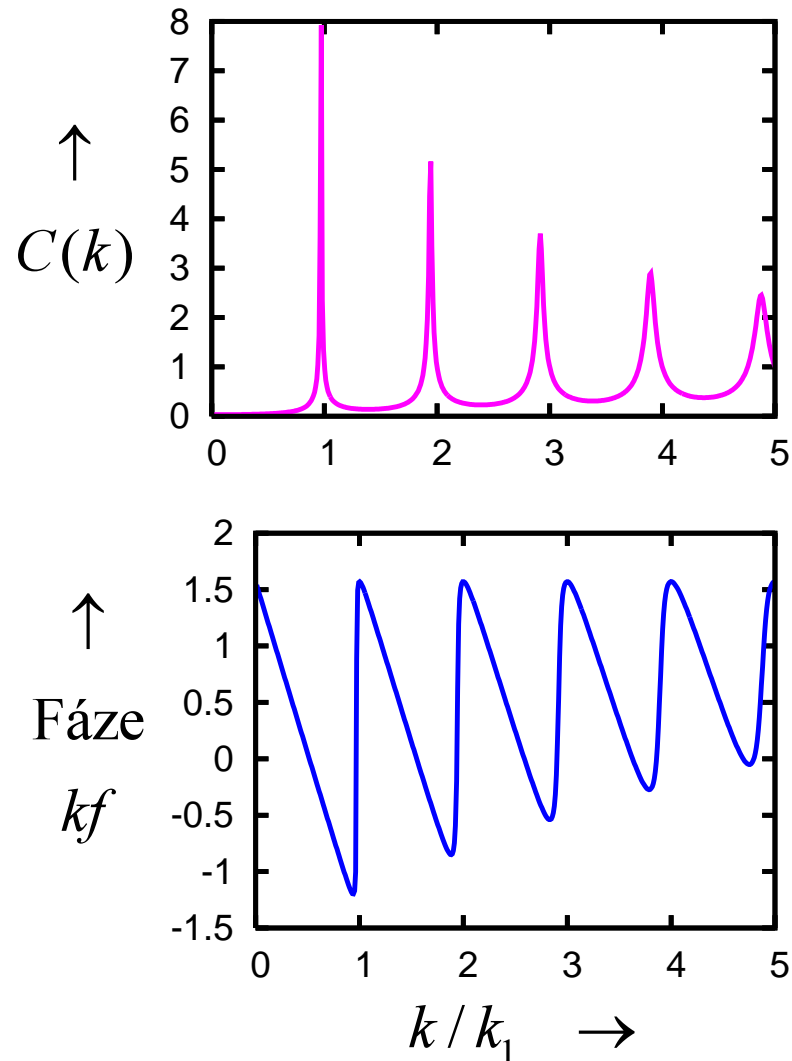
vystihuje jen kvalitativně

- prostorovou strukturu modelu
- spektrální oblast rezonančních stavů

nejjednodušší myslitelný model, jen dva parametry

9.11.2005: *delta* bariera: numerická ilustrace

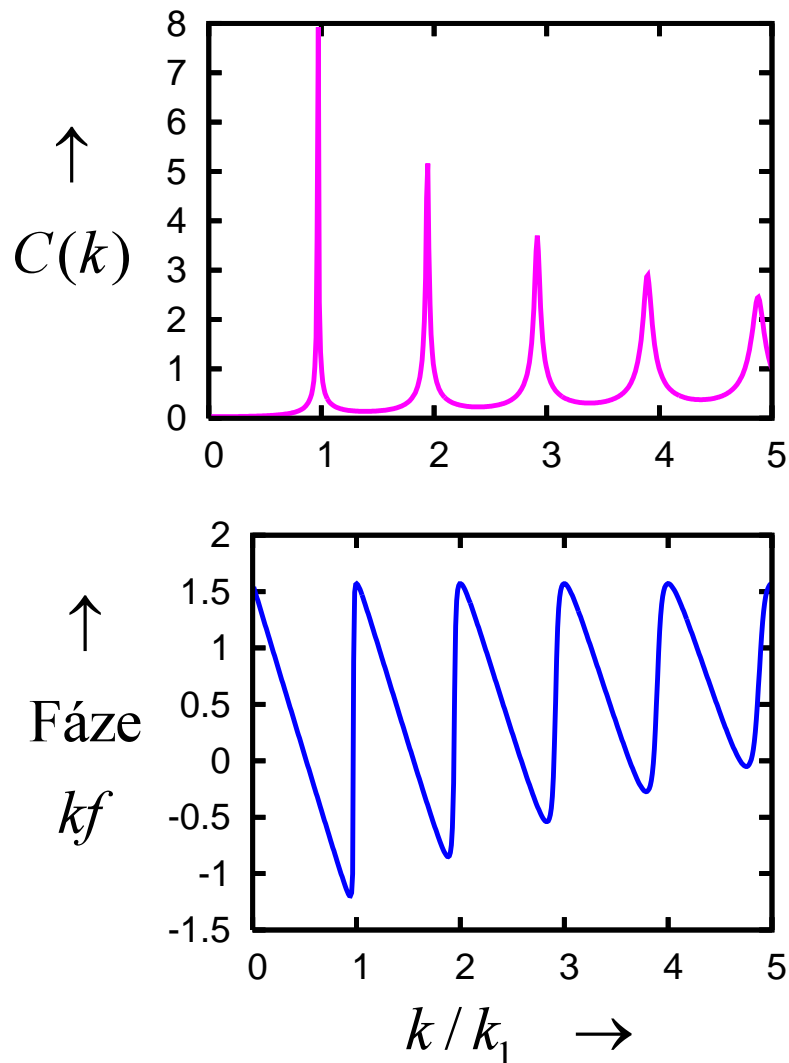
$$K = 4$$



serie resonancí

- blízko diskretních stavů izolované jámy
- poloha renormalisována směrem dolů
- s rostoucím n se resonance rozšiřují
- skok fáze – ideálně π -- se postupně zmenšuje

9.11.2005: *delta bariera: numerická ilustrace*



$$K = 4$$

serie resonancí

- blízko diskretních stavů izolované jámy
- poloha renormalisována směrem dolů
- s rostoucím n se resonance rozšiřují
- skok fáze – ideálně π -- se postupně zmenšuje

$$\psi_k(x) = C \sin kx \quad \Bigg| \quad \psi_k(x) = \sin k(x - f)$$

$$0 < x < a \quad \Bigg| \quad a < x < \infty$$

9.11.2005: *delta bariera: spektrální hustota*

PŘIPOMÍNKA

Výraz pro spektrální hustotu

explicitní (definice)

invariantní

$$A(E) = \sum_{\lambda} \langle 0 | \lambda \rangle \delta(E - E_{\lambda}) \langle \lambda | 0 \rangle \quad A(E) = \langle 0 | \delta(E - \hat{H}) | 0 \rangle$$

Dvě základní vlastnosti ... a NIC víc

- ① $A(E) \geq 0$ nezáporná ② $\int dE A(E) = 1$ sumační pravidlo

NECHÁME BÝT

9.11.2005: Slabé kvantování (kvazistacionární stavy)

Zkusíme tlumenou kvazistacionární vlnovou funkci

$$\Psi(x, t) = \psi(x) \times e^{-i(E-i\Gamma)t/\hbar}, \quad \Gamma > 0$$

Dosazením do Schrödingerovy rovnice dostáváme

$$\psi(x) = F \sin \tilde{k}x \quad \text{pro } 0 < x < a$$

$$\psi(x) = e^{i\tilde{k}x} \quad \text{pro } a < x < \infty$$

F komplexní,

$$\tilde{k} = k' - ik'', \quad E - i\Gamma = \frac{\hbar^2}{2m} (k' - ik'')^2$$



rozbíhavá
vlna

9.11.2005: Slabé kvantování (kvazistacionární stavy)

$$\tan ka = -\frac{k}{2K} \cdot \frac{1}{1 - i \frac{k}{2K}}$$

Pro slabý útlum

$$\tilde{k}_n = k_n \underbrace{-\frac{1}{a} \frac{k_n}{2K} + \frac{1}{a} \left(\frac{k_n}{2K} \right)^2}_{\text{renormalizace}} \underbrace{-i \frac{1}{a} \left(\frac{k_n}{2K} \right)^2}_{\text{rozšíření}}$$

ve shodě s předchozím výpočtem.

K tomu dopočteme

$$F_n = e^{i\tilde{k}_n a} / \sin \tilde{k}_n a = \cot \tilde{k}_n a + i$$

$$F_n = 2 \left(i - \frac{K}{\tilde{k}_n} \right)$$

9.11.2005: Slabé kvantování (kvazistacionární stavy)

FYZIKÁLNÍ VÝZNAM KVAZISTACIONÁRNÍHO STAVU

- V každé konečné oblasti pravděpodobnosti exponenciálně ubývá (*rozpad stavu*)

- Asymptoticky

$$\Psi(x, t) = e^{+i(k' - ik'')x} \times e^{-i(E - i\Gamma)t/\hbar}$$

$$= e^{+ik'(x - \frac{\hbar}{2m}k't)} \times e^{+k''(x - \frac{\hbar}{m}k't)}$$

fázová rychlost

grupová rychlost

Kritický pohled

- Veličiny C a f jsou
 - ♠ modelově závislé charakteristiky
 - ♠ vlnových funkcí kontinua
 - ♠ resonance jsou patrné, ale souvislost s rozpadem ne
- Pracná cesta ke spektrální hustotě – z definice sumací po vlastních funkcích, ne úplně jasná – a proto ani nenastoupená
- Metoda slabého kvantování je
 - ♠ intuitivně lákavá a inspirující, ale
 - ♠ přesný význam zůstává nejasný
 - ♠ nevede k systematickému kvantitativnímu formalismu

Kritický pohled

- Veličiny C a f jsou
 - ♠ modelově závislé charakteristiky
 - ♠ vlnových funkcí kontinua
 - ♠ resonance jsou patrné, ale souvislost s rozpadem ne
- Pracná cesta ke spektrální hustotě – z definice sumací po vlastních funkcích, ne úplně jasná – a proto ani nenastoupená
- Metoda slabého kvantování je
 - ♠ intuitivně lákavá a inspirující, ale
 - ♠ přesný význam zůstává nejasný
 - ♠ nevede k systematickému kvantitativnímu formalismu

**PANACEA (VŠELÉK):
METODA RESOLVENTY "GREENOVY FUNKCE"**

Fourierova transformace v QT

Fourierova transformace tam a zpět

$$f(t) = \int \frac{dE}{2\pi\hbar} e^{-i/\hbar \cdot Et} \tilde{f}(E) \quad \leftrightarrow \quad \tilde{f}(E) = \int dt e^{+i/\hbar \cdot Et} f(t)$$

$$c_1 f_1(t) + c_2 f_2(t) \quad \leftrightarrow \quad c_1 \tilde{f}_1(E) + c_2 \tilde{f}_2(E)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} f(t) \quad \leftrightarrow \quad E \tilde{f}(E)$$

$$\int d\bar{t} f(t - \bar{t}) g(\bar{t}) \quad \leftrightarrow \quad \tilde{f}(E) \tilde{g}(E)$$

$$e^{-i \cdot E_0 t / \hbar} \quad \leftrightarrow \quad 2\pi\hbar \delta(E - E_0)$$

$$e^{-i \cdot E_0 t / \hbar - \Gamma t / \hbar} \mathcal{G}(t) \quad \leftrightarrow \quad \frac{i\hbar}{E - E_0 + i\Gamma}$$

$$e^{-i \cdot E_0 t / \hbar} \mathcal{G}(t) \quad \leftrightarrow \quad \frac{i\hbar}{E - E_0 + i0}$$

Fourierova transformace Greenovy funkce

$$G(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \langle t' | t \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | e^{-i/\hbar \hat{H}(t-t')} | 0 \rangle \mathcal{G}(t - t') \equiv G(t - t')$$

Fourierova transformace tam a zpět

$$G(t) = \int \frac{dE}{2\pi\hbar} e^{-i/\hbar Et} G(E + i0) \leftrightarrow G(E + i0) = \int dt e^{+i/\hbar Et} G(t)$$

$$G(E + i0) = \langle 0 | \hat{G}(E + i0) | 0 \rangle \quad \hat{G}(z) = \frac{1}{z - \hat{H}}$$

$$\hat{G}(E \pm i0) = \frac{\mathcal{P}}{E - \hat{H}} \mp i\pi\delta(E - \hat{H})$$

Výraz pro spektrální hustotu

$$A(E) = \langle 0 | \delta(E - \hat{H}) | 0 \rangle \quad A(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} G(E + i0)$$

Fourierova transformace Greenovy funkce

$$G(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \langle t' | t \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle 0 | e^{-i/\hbar \hat{H}(t-t')} | 0 \rangle \mathcal{G}(t - t') \equiv G(t - t')$$

Fourierova transformace tam a zpět

$$G(t) = \int \frac{dE}{2\pi\hbar} e^{-i/\hbar Et} G(E + i0) \leftrightarrow G(E + i0) = \int dt e^{+i/\hbar Et} G(t)$$

$$G(E + i0) = \langle 0 | \hat{G}(E + i0) | 0 \rangle \quad \hat{G}(z) = \frac{1}{z - \hat{H}}$$

$$\hat{G}(E \pm i0) = \frac{\mathcal{P}}{E - \hat{H}} \mp i\pi\delta(E - \hat{H})$$

Výraz pro spektrální hustotu

$$A(E) = \langle 0 | \delta(E - \hat{H}) | 0 \rangle \quad A(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} G(E + i0)$$

O resolventě (trochu rozšířené opakování)

DEFINICE

$$\hat{G}(z) = \frac{1}{z - \hat{H}} c$$

holomorfní pro $z \in \mathbf{C} \div \mathbf{R}$

$\hat{G}(z^*) = \hat{G}^\dagger(z)$

na reálné ose jako limitní funkce, ale distribuce

$$\hat{G}(E \pm i0) = \hat{G}'(E \pm i0) + i\hat{G}''(E \pm i0) = \frac{\wp}{E - \hat{H}} \mp i\pi\delta(E - \hat{H})$$

Fourierova transformace : retardovaná evoluce včetně rozpadu

$$\hat{G}(t) = \int \frac{dE}{2\pi\hbar} e^{-i/\hbar \cdot Et} \hat{G}(E + i0) \quad \leftrightarrow \quad \hat{G}(E + i0) = \int dt e^{+i/\hbar \cdot Et} \hat{G}(t)$$

Výraz pro spektrální hustotu

$$A(E) = \langle 0 | \hat{A}(E) | 0 \rangle \quad \text{pro libovolný } |0\rangle$$

$$\hat{A}(E) = \delta(E - \hat{H}) = \mp \frac{1}{\pi} \hat{G}''(E \pm i0)$$

Souvislost se spektrem

rozklad do vlastních funkcí

$$\hat{H} = \sum_{\alpha s} |\alpha s\rangle E_{\alpha} \langle \alpha s| \equiv \sum_{\alpha} E_{\alpha} \hat{P}_{\alpha}$$

V DISKRÉTNÍM SPEKTRU

$$\hat{G}(z) = \sum_{\alpha s} |\alpha s\rangle \frac{1}{z - E_{\alpha}} \langle \alpha s| \equiv \sum_{\alpha} \frac{\hat{P}_{\alpha}}{z - E_{\alpha}}$$

← residuum ... projektor na podprostor
← jednoduchý pól

V oblasti spojitého spektra má resolventa na reálné ose řez

Předvedeme na resolventě pro 1D volnou částici

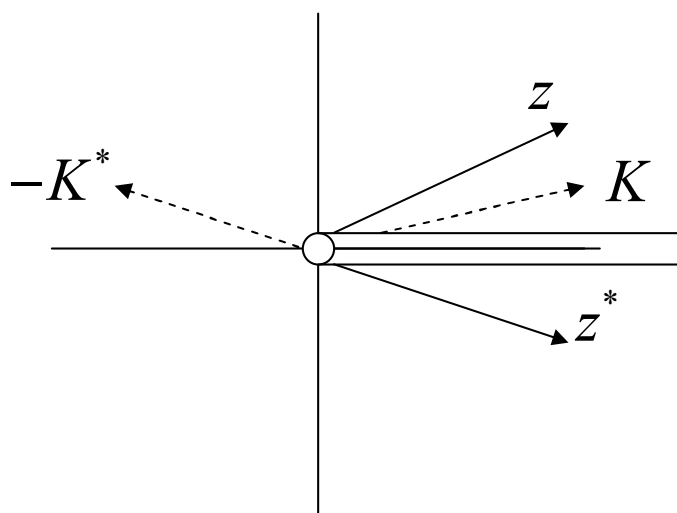
Resolventa pro 1D volnou částici

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} \quad \langle x | E \pm \rangle = V^{-\frac{1}{2}} e^{\pm i k x}, \quad E > 0, \quad k = \hbar^{-1} \sqrt{2mE}$$

$$G(x, x'; z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{2\pi} e^{i k x} \frac{1}{z - E(k)} e^{-i k x'}, \quad E(k) = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$$

$$= \frac{2m}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{2\pi} e^{i k (x-x')} \frac{1}{k^2 - K^2}, \quad z = \frac{\hbar^2}{2m} K^2$$

Nyní záleží na správné definici odmocniny



řez na kladné poloose

$$z = z' + i z'' \quad \square \quad K = K' + i K''$$

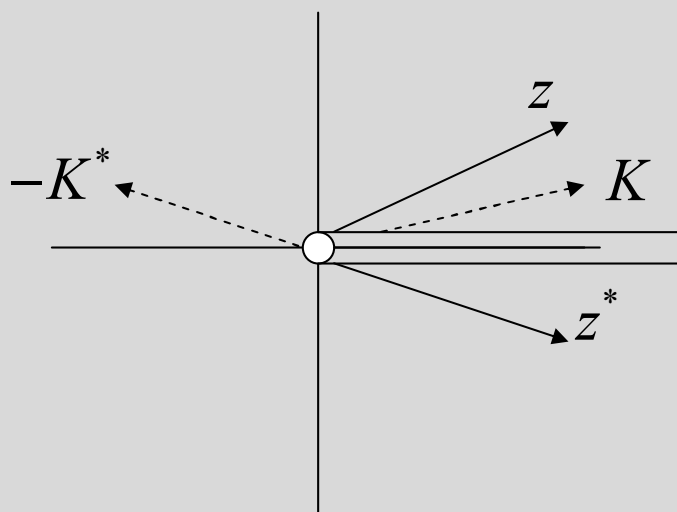
$$z^* = z' - i z'' \quad \square \quad -K^* = -K' + i K''$$

$z'' > 0$	$K' > 0$	$K'' > 0$
$z'' < 0$	$K' < 0$	$K'' > 0$

Resolventa pro 1D volnou částici (pokračování)

$$G(x, x'; z) = \frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{2K} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{2\pi} e^{ik(x-x')} \left\{ \frac{1}{k+K} - \frac{1}{k-K} \right\}, \quad K'' > 0$$

$$= -\frac{im}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{K} \left\{ e^{iK(x-x')} \mathcal{G}(x-x') + e^{iK(x'-x)} \mathcal{G}(x'-x) \right\}$$



řez na kladné poloose

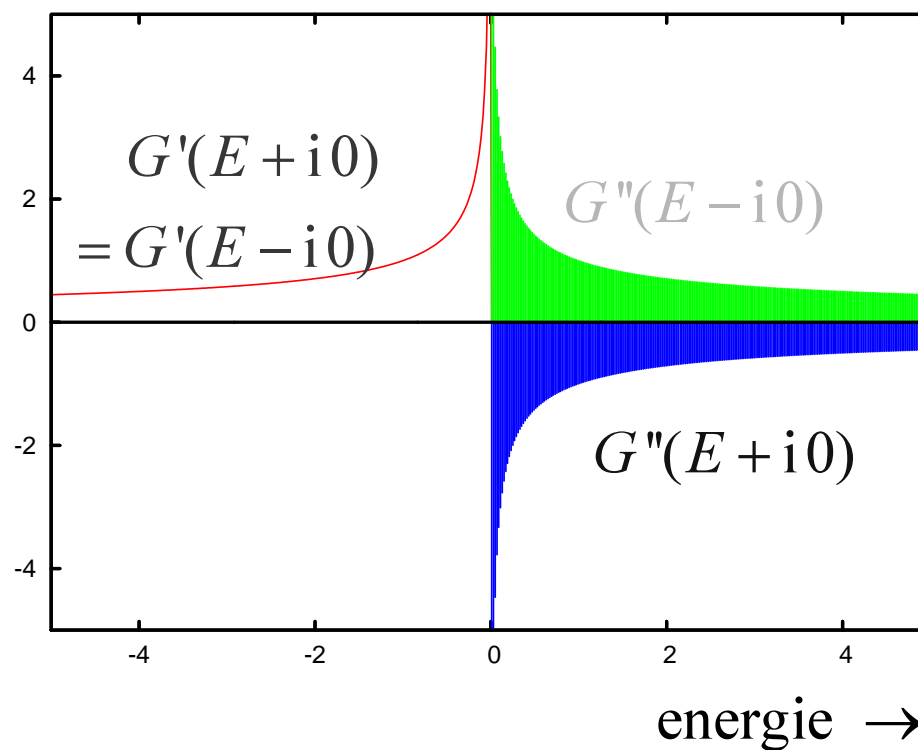
$$z = z' + iz'' \quad \square \quad K = K' + iK''$$

$$z^* = z' - iz'' \quad \square \quad -K^* = -K' + iK''$$

$z'' > 0$	$K' > 0$	$K'' > 0$
$z'' < 0$	$K' < 0$	$K'' > 0$

Resolventa pro 1D volnou částici (pokračování)

$$G(x, x; E \pm i0) = -\frac{im}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{K} = -i \sqrt{\frac{m}{2\hbar^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E \pm i0}}$$



Přímá metoda (direct method) sestavení resolventy

Hodí se hlavně pro 1D problémy, ale ne jenom

Definiční rovnice

$$(z - \hat{H})\hat{G}(z) = \hat{1}, \quad \hat{G}(z)(z - \hat{H}) = \hat{1}$$

přepíšeme v souřadnicové reprezentaci jako nehomog. Schrödingerovy rovnice

$$\left(z + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - U(x) \right) G(x, x'; z) = \delta(x - x'), \quad \left(z + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx'^2} - U(x') \right) G(x, x'; z) = \delta(x - x')$$

GF je v obou proměnných symetrická.

Pro každé z má homog. SR dvě nezávislá řešení. Zvolíme ta, která splňují vždy jednu z obou okrajových podmínek,

$$\psi^<(x) \text{ vlevo, } \psi^>(x) \text{ vpravo}$$

Pak

$$G(x, x'; z) = C \times \left\{ \psi^>(x) \psi^<(x') \mathcal{G}(x - x') + \psi^>(x') \psi^<(x) \mathcal{G}(x' - x) \right\}$$

Přímá metoda (direct method) sestavení resolventy

Konstantu najdeme sešitím na nehomogenitě. Integrací v okolí delta funkce:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d}{dx} G(x'+0, x'; z) - \frac{d}{dx} G(x'-0, x'; z) \right) = 1$$
$$C \times \frac{\hbar^2}{2m} \underbrace{\left\{ \frac{d}{dx} \psi^>(x') \psi^<(x') - \psi^>(x') \frac{d}{dx} \psi^<(x') \right\}}_{\text{Wronskián SR ... je konstantní!!!}} = 1$$

Přímá metoda (*direct method*) sestavení resolventy

konstantu najdeme sešitím na nehomogenitě. Integrací v okolí delta funkce:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d}{dx} G(x'+0, x'; z) - \frac{d}{dx} G(x'-0, x'; z) \right) = 1$$
$$C \times \frac{\hbar^2}{2m} \underbrace{\left\{ \frac{d}{dx} \psi^>(x') \psi^<(x') - \psi^>(x') \frac{d}{dx} \psi^<(x') \right\}}_{\text{Wronskián SR ... je konstantní!!!}} = 1$$

ZKOUŠKA PRO VOLNOU ČÁSTICI

$$\psi^> = e^{iKx}, \quad \psi^< = e^{-iKx}, \quad C^{-1} = 2iK \frac{\hbar^2}{2m}$$
$$G = C \left\{ e^{iK(x-x')} \mathcal{G}(x-x') + e^{iK(x'-x)} \mathcal{G}(x'-x) \right\}$$

Přímá metoda (*direct method*) sestavení resolventy

konstantu najdeme sešitím na nehomogenitě. Integrací v okolí delta funkce:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d}{dx} G(x'+0, x'; z) - \frac{d}{dx} G(x'-0, x'; z) \right) = 1$$
$$C \times \frac{\hbar^2}{2m} \underbrace{\left\{ \frac{d}{dx} \psi^>(x') \psi^<(x') - \psi^>(x') \frac{d}{dx} \psi^<(x') \right\}}_{\text{Jakobián SR ... je konstantní!!!}} = 1$$

ZKOUŠKA PRO VOLNOU ČÁSTICI

$$\psi^> = e^{iKx}, \quad \psi^< = e^{-iKx}, \quad C^{-1} = 2iK \frac{\hbar^2}{2m}$$

$$G = C \left\{ e^{iK(x-x')} \mathcal{G}(x-x') + e^{iK(x'-x)} \mathcal{G}(x'-x) \right\}$$



Částice v krabici přímou metodou

Další přípravný krok; zde

$$\psi^> = \sin K(x - a), \quad \psi^< = \sin Kx,$$

$$C^{-1} = \frac{\hbar^2 K}{2m} \left\{ \sin Kx \cos K(x - a) - \cos Kx \sin K(x - a) \right\} = \frac{\hbar^2 K}{2m} \sin Ka$$

$$G = C \left\{ \sin Kx' \sin K(x - a) \mathcal{G}(x - x') + \sin Kx \sin K(x' - a) \mathcal{G}(x' - x) \right\}$$

● Řez nevzniká, je tam součin dvou

● Podmínka $C^{-1} = 0 \Leftrightarrow \sin Ka = 0$

udává póly GF. Skutečně $K \rightarrow k_n = n\pi / a$

● Zároveň to znamená, že Wronskián je 0, takže $\psi^> \propto \psi^<$

Máme tak jedinou funkci, ta však splňuje obě okrajové podmínky, je to tedy skutečně vlastní funkce.

$n = 2$
$n = 1$
a

Resolventa pro model s delta bariérou

Diferenciální rovnice pro GF obsahuje nyní dvě singularity:

$$\left(z + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - \frac{\hbar^2}{2} B\delta(x-a) \right) G(x, x'; z) = \delta(x-x')$$

Omezíme se na hledání $G(x, a; z)$

Pak známe triviálně partikulární řešení $\psi^< = \sin Kx$, $\psi^> = e^{iKx}$

a přes obě singularity integrujeme zároveň:

$$C \times \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \frac{d}{dx} \psi^>(x') \psi^<(x') - \psi^>(x') \frac{d}{dx} \psi^<(x') - 2B \psi^>(x') \psi^<(x') \right\}_{x'=a} = 1$$

$$C \times \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ -K - 2B \sin Ka e^{iKa} \right\} = 1$$

Resolventa pro model s delta bariérou

$$C = \frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{-K - 2B \sin Ka e^{iKa}} = -\frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{K + B \sin 2Ka + iB(1 - \cos 2Ka)}$$

MOŽNOSTI

1. kvalitativní rozbor
2. numerický výpočet podél reálné osy
3. hledání komplexních pólů

Resolventa pro model s delta bariérou

$$C = \frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{-K - 2B \sin Ka e^{iKa}} = -\frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{K + B \sin 2Ka + iB(1 - \cos 2Ka)}$$

MOŽNOSTI

1. kvalitativní rozbor
2. numerický výpočet podél reálné osy
3. hledání komplexních pólů

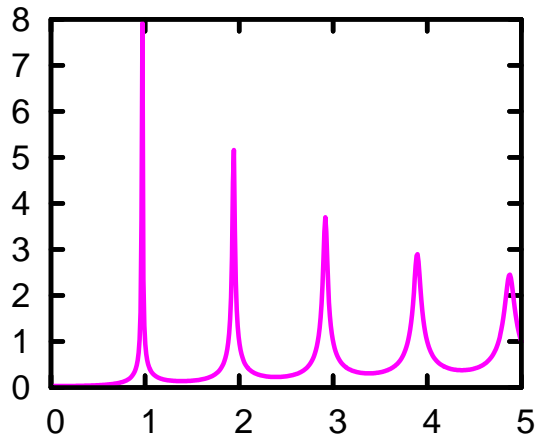
AD kvalitativní rozbor

- při $B \rightarrow 0$ máme analytickou strukturu čistého řezu, odpovídající volné částici
- při $B \rightarrow \infty$ naopak ve jmenovateli dominuje faktor $\sin Ka$, odpovídající izolované jámě

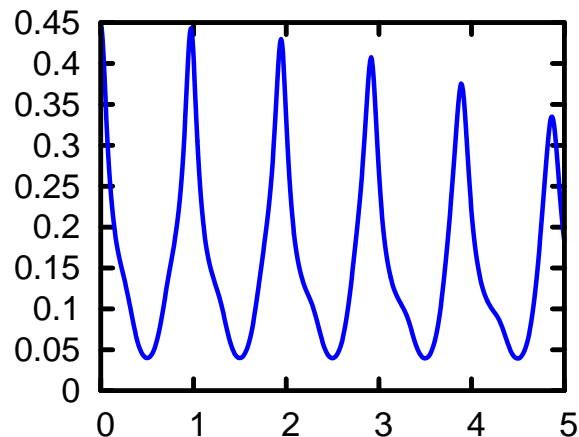
Resolventa pro model s delta bariérou

$$C = \frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{-K - 2B \sin Ka e^{iKa}} = -\frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{K + B \sin 2Ka + iB(1 - \cos 2Ka)}$$

AD numerický výpočet podél reálné osy



$|C|$ "staré", váhový faktor vln. funkce



$|C|$ "nové", váhový faktor Green. funkce

● slušná shoda

Resolventa pro model s delta bariérou

$$C = \frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{-K - 2B \sin Ka e^{iKa}} = -\frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{K + B \sin 2Ka + iB(1 - \cos 2Ka)}$$

AD hledání pólů GF ... z rovnice $C^{-1} = 0$

$$K + 2B \sin Ka e^{iKa} = 0 \quad \text{po úpravě}$$

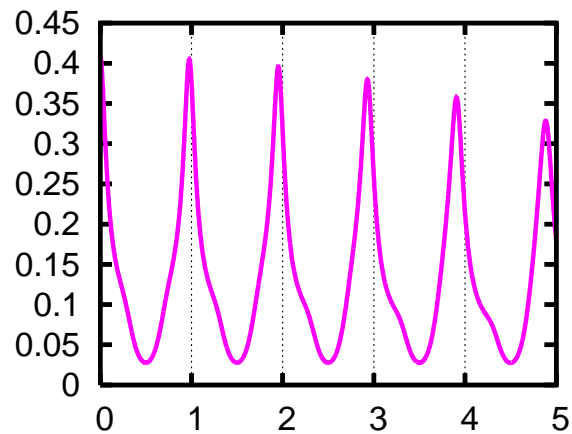
● $\tan Ka = -\frac{K}{2B} \cdot \frac{1}{1 - i \frac{K}{2B}}$ to ale známe!! Pro $k_n = n\pi / a$

●
$$K_n = k_n \underbrace{-\frac{1}{a} \frac{k_n}{2B} + \frac{1}{a} \left(\frac{k_n}{2B}\right)^2}_{\text{renormalizace}} \underbrace{-i \frac{1}{a} \left(\frac{k_n}{2B}\right)^2}_{\text{rozšíření}} + o \left[\left(\frac{k_n}{2B}\right)^2 \right]$$

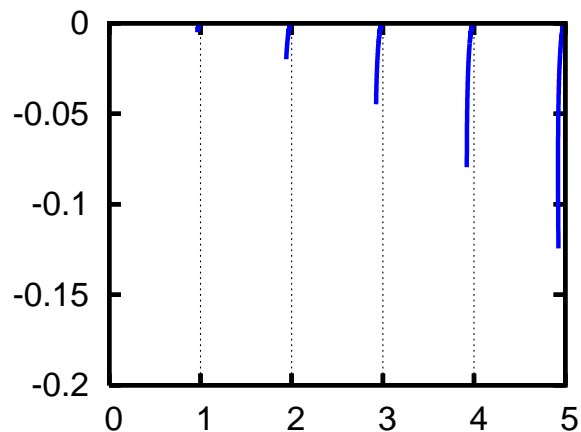
Resolventa pro model s delta bariérou

$$C = \frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{-K - 2B \sin Ka e^{iKa}} = -\frac{2m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{K + B \sin 2Ka + iB(1 - \cos 2Ka)}$$

AD hledání pólů GF ... z rovnice $C^{-1} = 0$



$|C|$ pro $B = 5$



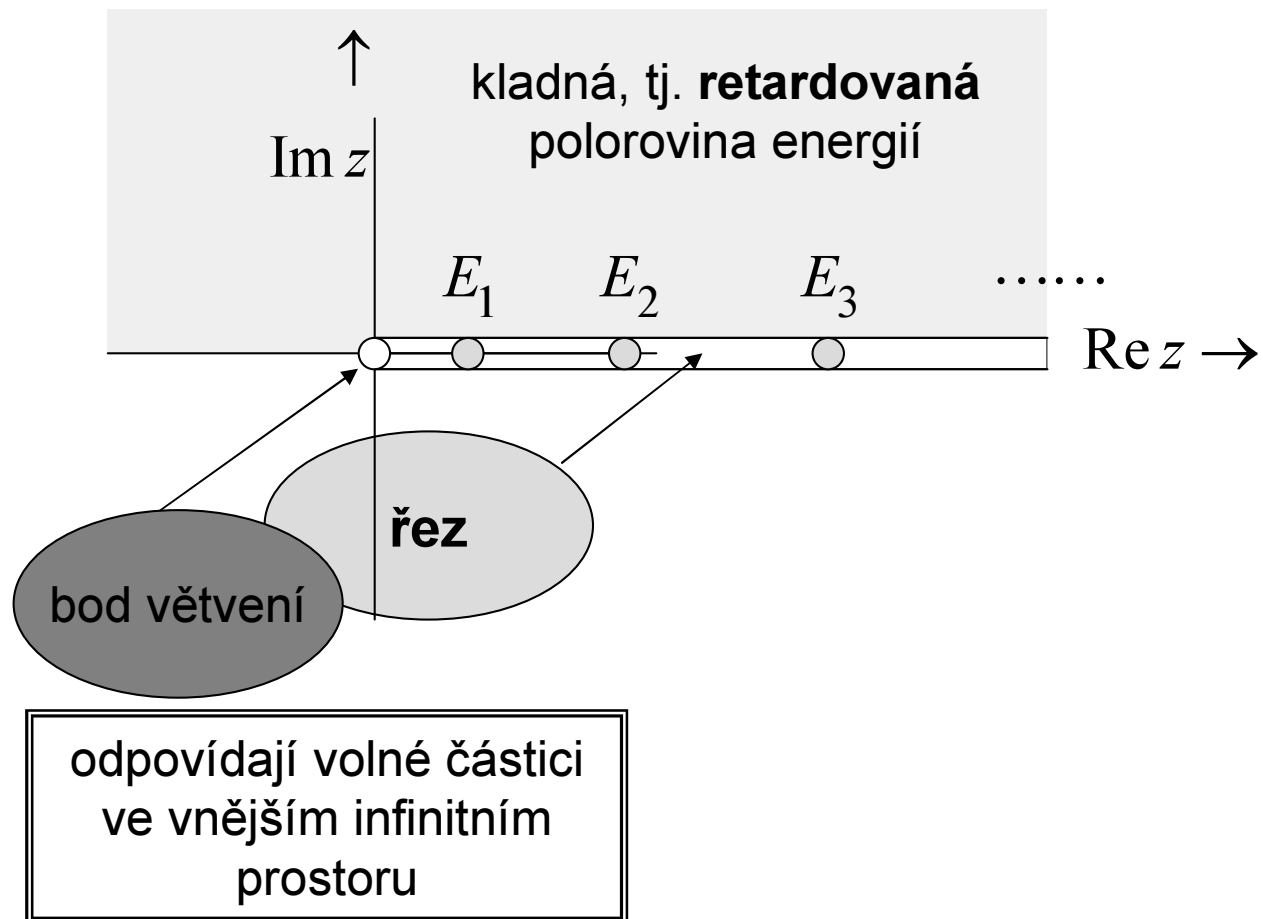
trajektorie pólů $K_n(B)$

pro $B = 100 \square 5$ (nejprůhlednější)

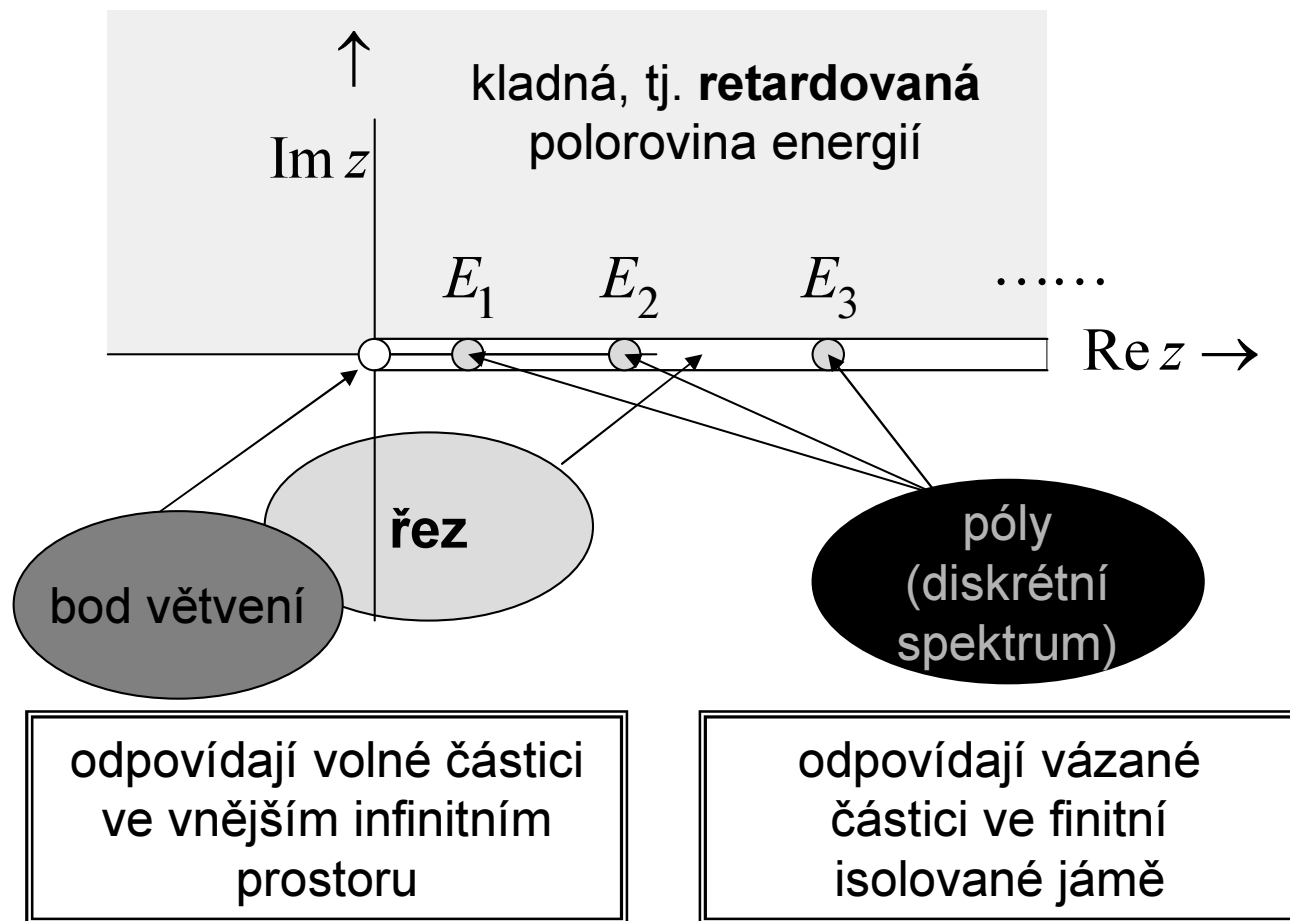
povšimněte si roztažené imaginární osy!!

● póly lezou do záporné poloroviny. To je milé pro energie, podivné, ale nutné pro k -vektory

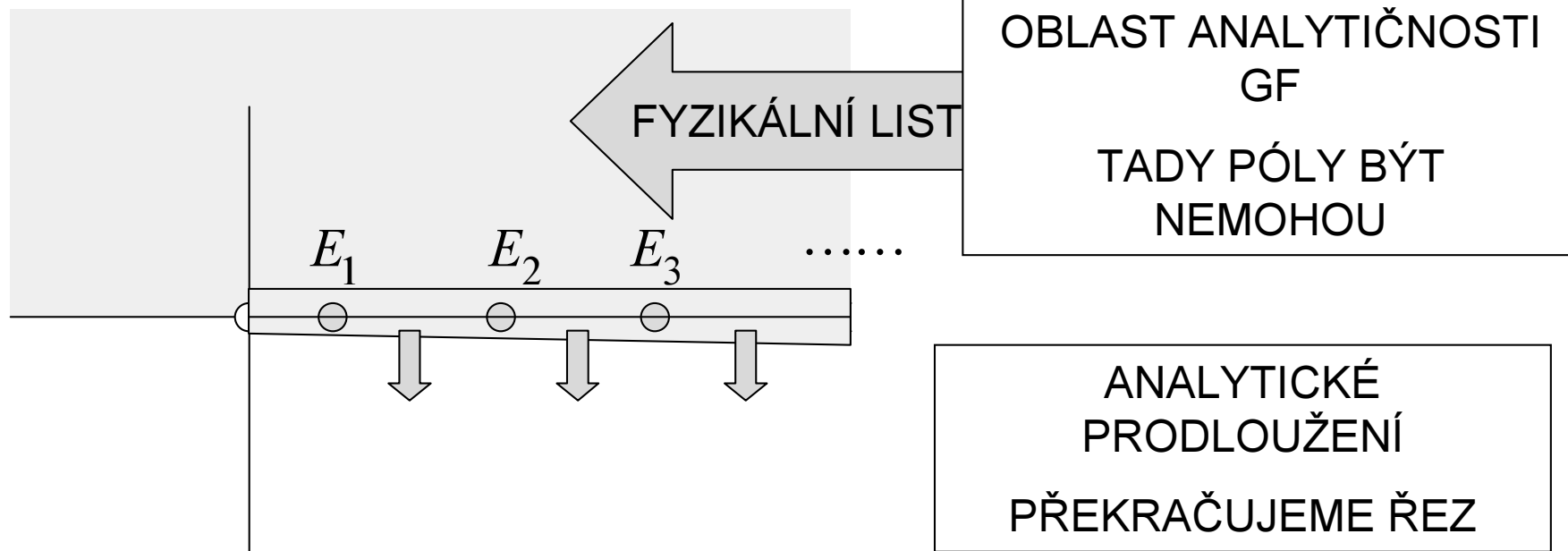
Póly G_F na nefyzikálním listu



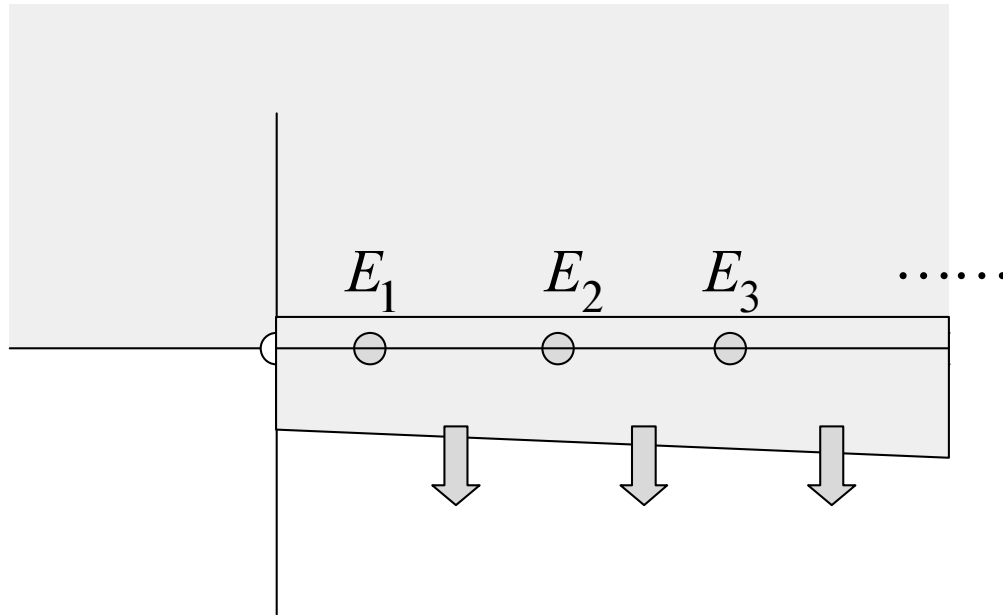
Póly G_F na nefyzikálním listu



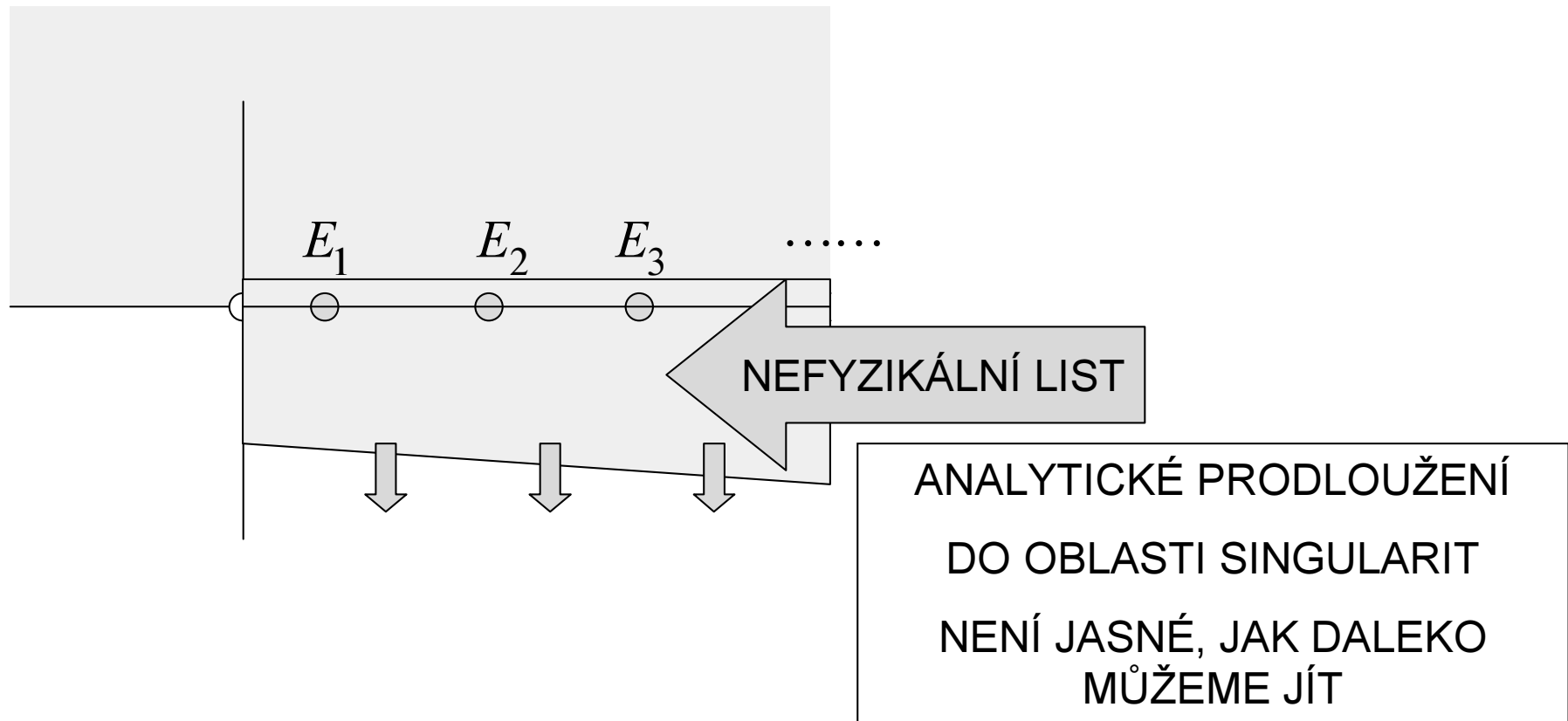
Póly GF na nefyzikálním listu



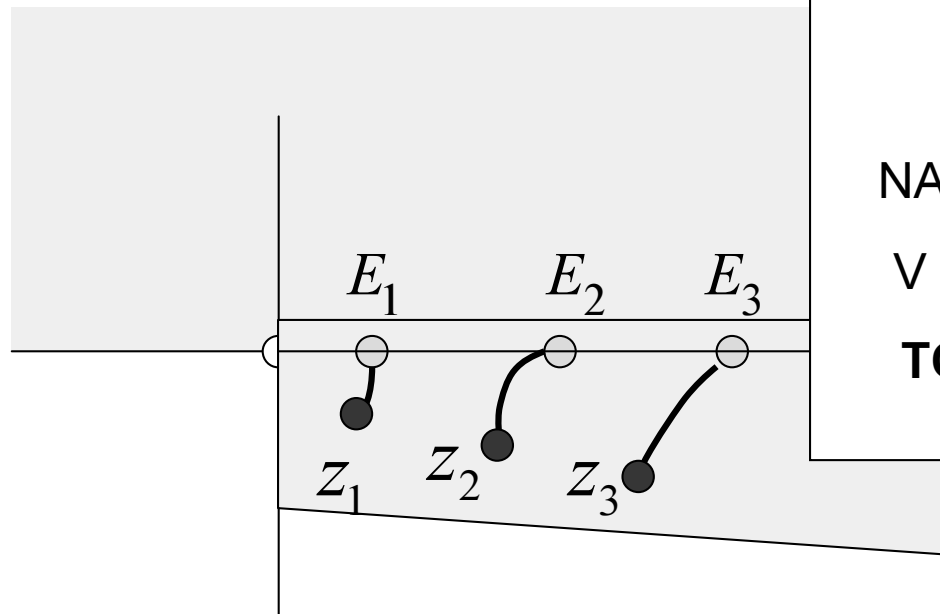
Póly GF na nefyzikálním listu



Póly G_F na nefyzikálním listu

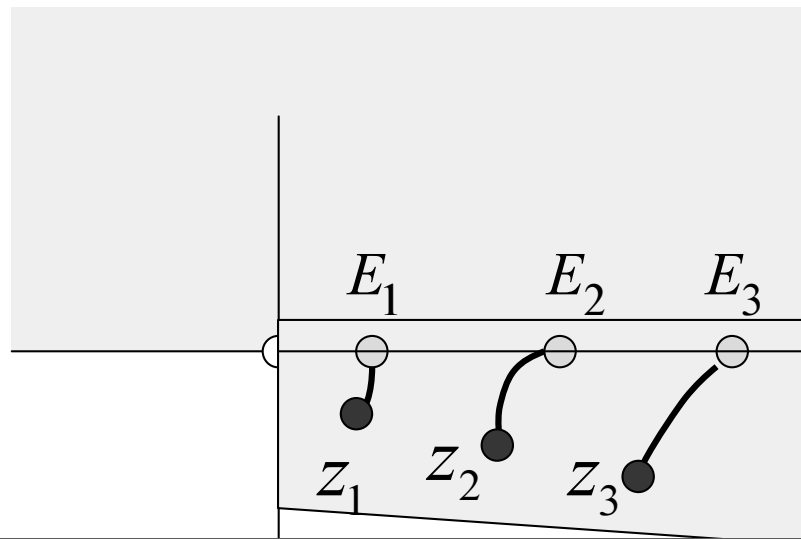


Póly G_F na nefyzikálním listu



ZAPNUTÍ INTERAKCÍ
ISOLOVANÉ PÓLY SE
NA REÁLNÉ OSE ROZPLYNOU
V RESONANČNÍ KONTINUUM
**TO ODRÁŽÍ PÓLY LEŽÍCÍ NA
NEFYZIKÁLNÍM LISTU**

Póly G_F na nefyzikálním listu

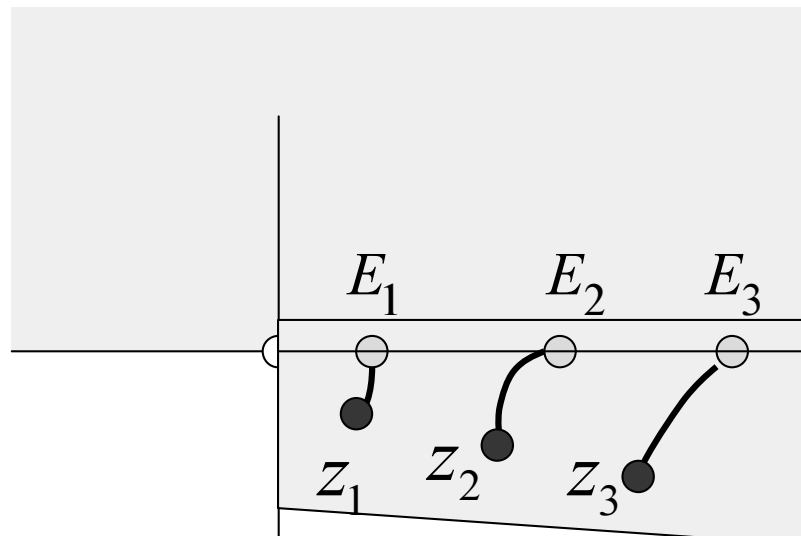


ZAPNUTÍ INTERAKCÍ
ISOLOVANÉ PÓLY SE
NA REÁLNÉ OSE ROZPLYNOU
V RESONANČNÍ KONTINUUM
**TO ODRÁŽÍ PÓLY LEŽÍCÍ NA
NEFYZIKÁLNÍM LISTU**

v okolí pólu máme

$$\hat{G}(z) = \frac{\text{Res} \hat{G}(z_n)}{z - z_n} + \hat{O}(1)$$

Póly G_F na nefyzikálním listu



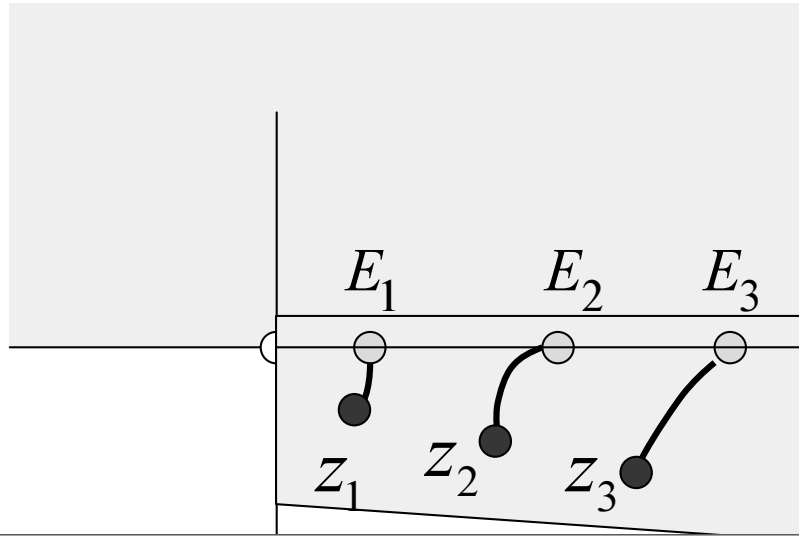
ZAPNUTÍ INTERAKCÍ
ISOLOVANÉ PÓLY SE
NA REÁLNÉ OSE ROZPLYNOU
V RESONANČNÍ KONTINUUM
**TO ODRÁŽÍ PÓLY LEŽÍCÍ NA
NEFYZIKÁLNÍM LISTU**

v okolí pólu máme

$$\hat{G}(z) = \frac{\text{Res} \hat{G}(z_n)}{z - z_n} + \hat{O}(1)$$

$$\text{Res} \hat{G}(z_n) = (z - z_n) \hat{G}(z) + (z - z_n) \hat{O}(1)$$

Póly G_F na nefyzikálním listu



ZAPNUTÍ INTERAKCÍ
ISOLOVANÉ PÓLY SE
NA REÁLNÉ OSE ROZPLYNOU
V RESONANČNÍ KONTINUUM
**TO ODRÁŽÍ PÓLY LEŽÍCÍ NA
NEFYZIKÁLNÍM LISTU**

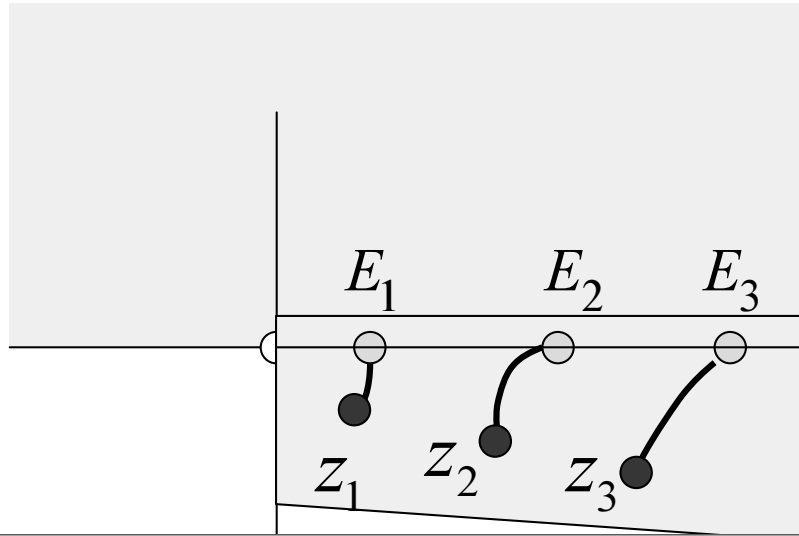
v okolí pólu máme

$$\hat{G}(z) = \frac{\text{Res} \hat{G}(z_n)}{z - z_n} + \hat{O}(1)$$

$$\text{Res} \hat{G}(z_n) = (z - z_n) \hat{G}(z) + (z - z_n) \hat{O}(1)$$

$$(z - \hat{H}) \text{Res} \hat{G}(z_n) = (z - z_n) \hat{1} + (z - \hat{H})(z - z_n) \hat{O}(1)$$

Póly G_F na nefyzikálním listu



ZAPNUTÍ INTERAKCÍ
ISOLOVANÉ PÓLY SE
NA REÁLNÉ OSE ROZPLYNOU
V RESONANČNÍ KONTINUUM
**TO ODRÁŽÍ PÓLY LEŽÍCÍ NA
NEFYZIKÁLNÍM LISTU**

v okolí pólu máme

$$\hat{G}(z) = \frac{\text{Res} \hat{G}(z_n)}{z - z_n} + \hat{O}(1)$$

$$\text{Res} \hat{G}(z_n) = (z - z_n) \hat{G}(z) + (z - z_n) \hat{O}(1)$$

$$(z - \hat{H}) \text{Res} \hat{G}(z_n) = (z - z_n) \hat{1} + (z - \hat{H})(z - z_n) \hat{O}(1)$$

v limitě $\boxed{(z_n - \hat{H}) \text{Res} \hat{G}(z_n) = 0}$

The end