

TEST Z KVANTOVÉ A STATISTICKÉ FYZIKY

40 otázek
čas - 125 minut

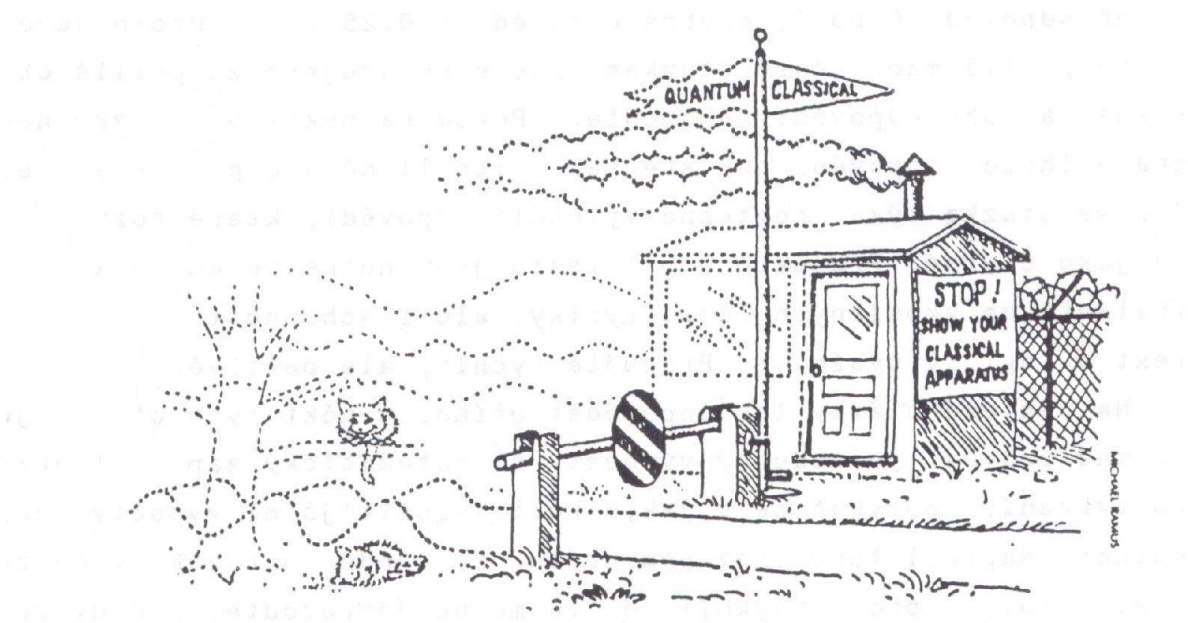
Dříve než začnete pracovat, přečtěte si pečlivě následující pokyny a informace.

Pokyny: U každé z otázek je navrženo pět odpovědí, z nichž vždy **právě jedna** je správná. Odpověď, kterou považujete za správnou, vyznačte předepsaným způsobem na přiloženém barevném formuláři.

Všechny otázky jsou hodnoceny stejně: správná odpověď 1 bod, žádná odpověď 0 bodů, chybná odpověď -0.25 bodu. Proto nevěnujte příliš mnoho času otázkám, které považujete za příliš obtížné, a také odpovědi nehádejte. Pokud na některou otázku neznáte ihned odpověď, pokuste se, víte-li něco o problematice, jíž se otázka týká, postupně vyloučit odpovědi, které rozpoznáte jako chybné. Pro úspěch při testu jsou nutné nejen konkrétní znalosti ze zkoušených částí fyziky, ale i schopnost analyzovat text a logicky uvažovat. Pracujte rychle, ale pečlivě.

Na některé otázky lze odpovědět přímo, u některých otázek je vhodné provést jednoduchý výpočet, či matematický zápis slovního tvrzení; potýkat se s jakýmkoli složitějšími výpočty není nutné! Naproti tomu nezapomínejte, že jeden obrázek vydá za tisíc slov, a proto kdykoli je to možné doprovoděte, své uvažování o problému obrázkem.

Při Vaší práci v následujících 125 minutách Vám přeji nejen úspěch, ale i radost z hledání správných odpovědí na, jak doufám, zajímavé a inspirativní otázky.



Obr. 1. Vést hranici mezi kvantovou říší, v níž vládne Schrödingerova rovnice, a klasickou říší, kde vládou Newtonovy zákony, je jedním z neřešených problémů fyziky.

TEST Z KVANTOVÉ A STATISTICKÉ FYZIKY - VARIANTA CC

Klikněte prosím na tlačítko „Start“. Na konci testu klikněte na tlačítko „Vyhodnocení“.

1. Teplo Q_{izobar} dodané termodynamickému systému s neměnným počtem částic při izobarické expanzi (při tlaku p) ze stavu 1 do stavu 2 je rovno

$F_2 - F_1$	$T(S_2 - S_1)$
(F je volná energie)	(S je entropie)
$H_2 - H_1$	$G_2 - G_1$
(H je entalpie)	(G je Gibbsův potenciál)
$U_2 - U_1$	
(U je vnitřní energie)	

2. Pro tepelnou kapacitu C_v plynu tvořeného N dvouatomovými molekulami platí, že

$$C_v = \frac{7}{2}Nk \text{ pro teploty } T \gg h\omega_0/k, \quad \text{kde } \omega_0 \text{ je frekvence kmitů molekuly,}$$

$$C_v = \frac{5}{2}Nk \text{ pro všechny teploty,}$$

$$C_v = \frac{7}{2}Nk \text{ pro všechny teploty,}$$

$$C_v = \frac{5}{2}Nk \text{ pro teploty } T \gg h\omega_0/k,$$

$$C_v = \frac{3}{2}Nk \text{ pro všechny teploty.}$$

3. V Einsteinově modelu je kmitající krystalová mřížka reprezentována N nezávislými kvantovými harmonickými oscilátory stejné frekvence ω .

Statistická suma kmitajícího krystalu v Einsteinově modelu je při teplotě T blízké absolutní nule rovna

$$\begin{aligned} Z &= (kT/\hbar\omega)^N, & Z &= N(kT/\hbar\omega), \\ Z &= \frac{N \exp(\hbar\omega/2kT)}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}, & Z &= \frac{N}{1 - \exp(-\hbar\omega/kT)}, \\ Z &= \left(\frac{\exp(-\hbar\omega/2kT)}{1 - \exp(-\hbar\omega/kT)} \right)^N. \end{aligned}$$

4. Systém v tepelné rovnováze při teplotě T sestává z velkého počtu N_0 ekvivalentních podsystémů, z nichž každý může být buď ve stavu s energií E_1 , nebo ve stavu s energií E_2 , přičemž $E_2 - E_1 = \varepsilon > 0$.

Pro entropii uvažovaného systému platí jedno z tvrzení.

Entropie s teplotou T neomezeně roste od nuly při $T = 0$,

Entropie klesá s rostoucí teplotou T ,

Entropie roste od nuly při $T = 0$ k hodnotě $N_0k \ln(2)$ při $T \rightarrow \infty$,

Entropie je dána vztahem $N_0k [\ln T^{5/2} - \ln p - konst]$,

Pro entropii neplatí žádné z tvrzení.

5. Uvažujte dvoudimenzionální plyn volných elektronů, kdy

$$E(k) = \hbar^2 k^2 / 2M, \quad k = (2\pi/L)(n_x, n_y), \quad n_i \in \mathcal{Z}$$

Hustota stavů (koeficient $\alpha_j, j = 1, 2, 3, 4$, nezávisí na energii)

$$\begin{aligned} \mathcal{D}(E) &= \alpha_1 E^{1/2}, & \mathcal{D}(E) &= \alpha_2 E^2, & \mathcal{D}(E) &= \alpha_3 E^{-1/2}, \\ \text{není dána žádným z výrazů,} & & \mathcal{D}(E) &= \alpha_4. \end{aligned}$$

6. Je-li Fermiho teplota plynu elektronů v silně legovaném polovodiči ($n \cong 10^{19} \text{cm}^{-3}$) řádově rovna 10^2K , potom teplota degenerace v kapalném heliu He^4 ($n \cong 10^{22} \text{cm}^{-3}$) je řádově rovna

Není rovna žádné

z uvedených hodnot, 10^0K ,
 10^{-2}K , 10^2K ,
 10^4K .

7. Vztah pro prahovou vlnovou délku brzděného rentgenového záření $\lambda_{min} = ch/eV$ (V je napětí mezi katodou a anodou) se odvozuje za předpokladu, že

elektronu odpovídá vlna o vlnové délce $\lambda = h/p$, kde p je hybnost elektronu,

světlo je absorbováno a emitováno po kvantech o energii $E = h\nu$, kde ν je frekvence světla,

světlo se chová jako vlna,

energie elektronů v kovu je kvantována,

moment hybnosti elektronů ve stacionárních stavech je roven celému násobku \hbar .

8. Energie vyzařovaná černým tělesem je po dobu jedné minuty užita pro ohřev vody. Přitom teplota vody vzroste z $20,0^\circ\text{C}$ na $20,5^\circ\text{C}$. Pokud se absolutní teplota černého tělesa zvýší dvakrát a experiment se opakuje, potom za jednu minutu teplota vody vzroste z $20,0^\circ\text{C}$ na teplotu

24°C , 28°C , 21°C , 100°C , 36°C .

9. Systém v tepelné rovnováze při teplotě T sestává z velkého počtu N_0 ekvivalentních podsystémů, z nichž každý může být buď ve stavu s energií E_1 , nebo ve stavu s energií E_2 , přičemž $E_2 - E_1 = \varepsilon > 0$. Průměrný počet podsystémů, které jsou ve stavu s energií E_1 , je

$$\begin{aligned} N_0/2, & & N_0 \exp(-\varepsilon/KT), & & N_0/[1 + \exp(-\varepsilon/KT)], \\ N_0/[1 - \exp(\varepsilon/KT)], & & (N_0/2) \cdot \exp(-\varepsilon/KT). & & \end{aligned}$$

10. Skutečnost, že chemický potenciál fotonového plynu je nulový, souvisí se všemi následujícími tvrzeními vyjma jednoho.

$G = 0$ (G je Gibbsův potenciál fotonového plynu),

Hustota stavů $D(\omega)$ je kvadratickou funkcí frekvence ω fotonu.,

$F = -pV$ (p je tlak a V je objem fotonového plynu),

Počet fotonů je závislý na teplotě,

$F = \Omega$ (F je volná energie a Ω je velký kanonický potenciál fotonového plynu).

11. Pro ideální klasický plyn tvořený N jednoatomovými molekulami platí všechna uvedená tvrzení vyjma jednoho

Nejpravděpodobnější hodnota velikostí rychlosti je $v_1 = \sqrt{(3kT/m)}$,

Střední kvadratická fluktuace energie jedné molekuly je $\sqrt{\langle(\varepsilon - \langle\varepsilon\rangle)^2\rangle} = \sqrt{(3/2) \cdot kT}$,

Střední kvadratická rychlost molekuly je $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{(3kT/m)}$,

Rozdělení pravděpodobnosti pro velikost rychlosti molekuly je

$$P(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp(-mv^2/2kT)dv,$$

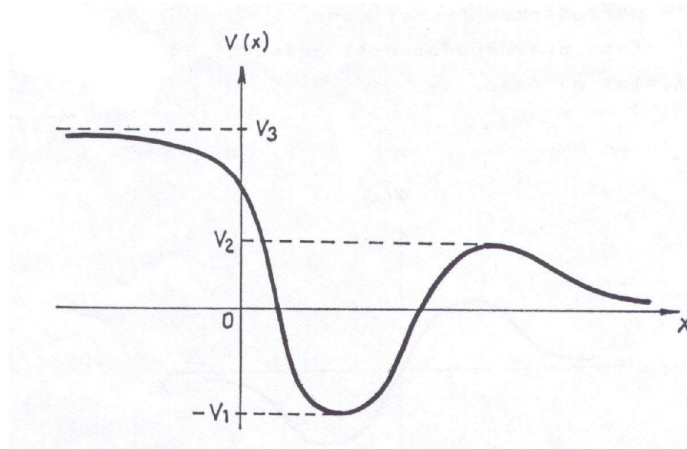
Rozdělení pravděpodobnosti pro energii molekuly je

$$P(\varepsilon)d\varepsilon = 2\pi \left(\frac{1}{\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{1/2} \exp(-\varepsilon/kT)d\varepsilon \quad \text{kde} \quad \varepsilon = \frac{1}{2}mv^2.$$

12. E je energie kvantové částice nacházející se v potenciálovém poli na obrázku 1. Potom neplatí, že

je-li $0 < E < V_3$, E je spojitě a nedegenerované,

je-li $-V_1 < E < 0$, E nabývá jen diskrétních hodnot, přičemž každá z nich je dvojnásobně degenerovaná,



Obr. 1.

je-li $0 < E$, E je spojité,

je-li $E > V_3$, je energiové spektrum spojitě a dvojnásobně degenerované,

je-li $-V_1 < E < V_3$, energiové spektrum je nedegenerované.

13. Pro vlastní funkce $\varphi_{nlm}(r, \phi, \theta) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\phi, \theta)$ hamiltoniánu bezspinové částice ve sféricky symetrickém

$$\text{potenciálovém poli } V(r) = \begin{cases} 0 & r < R \\ \infty & r > R \end{cases} \quad \text{platí, že}$$

$\varphi_{nlm}(r, \phi, \theta)$ jsou vlastní funkce operátoru kinetické energie,

$$\ell = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots,$$

radiální části vlnové funkce $R_{nl}(r)$ jsou dány sférickými Besselovými funkcemi,

$r^2 |R_{nl}(r)|^2$ určuje hustotu pravděpodobnosti nalezení částice ve vzdálenosti r od centra,

$\mathbb{L}^2 \varphi_{nlm} = \hbar^2 m \varphi_{nlm}$, kde \mathbb{L}^2 je operátor čtverce momentu hybnosti.

14. Kvantování z-tové komponenty orbitálního momentu hybnosti plyne z požadavku, aby vlastní funkce $\varphi(\phi)$ operátoru \mathbb{L}_z byla

normovaná,
omezená,

všude spojitá,
reálná.

periodická s periodou 2π ,

15. Uvažujme dvě fyzikální veličiny A a B . Za jakých podmínek lze současně přesně určit hodnotu obou veličin.

Pokud operátor A komutuje s hamiltoniánem systému,

Pokud operátory A a B komutují,

Vždy,

Pokud operátor B komutuje s hamiltoniánem systému,

Pokud vlastní hodnoty obou operátorů A a B jsou nedegenerované.

16. Černé těleso zahřáté na teplotu 300 K vyzařuje maximum energie na vlnové délce $1,6 \cdot 10^{-5}$ m. Černé těleso zahřáté na teplotu 600 K vyzařuje maximálně na vlnové délce

$$\begin{array}{lll} 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m}, & 4,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}, & 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ m}, \\ 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}, & 4,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}. & \end{array}$$

17. Pro chemický potenciál μ plynu volných elektronů neplatí jedno z níže uvedených tvrzení.

Gibbsův potenciál $G = N\mu$, kde N je počet elektronů v systému,

Pravděpodobnost obsazení hladiny o energii rovné μ je rovna 0,5,

μ nezávisí na teplotě,

μ závisí na koncentraci elektronů,

$$\frac{\mu}{T} = - \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{U,V} \quad \text{kde } S \text{ je entropie, } T \text{ je absolutní teplota, } U \text{ je vnitřní energie a } V \text{ je objem plynu elektronů}$$

18. Částice uzavřená v jednorozměrné pravoúhlé nekonečně hluboké potenciálové jámě se stěnami v bodech $x = 0$ a $x = L$ se v čase $t = 0$ nachází ve stavu

$$\psi(x, t = 0) = \sqrt{(1/L)} \cdot [\sin(2\pi x/L) + \sin(4\pi x/L)]$$

Potom v čase $t > 0$ platí

Energie částice je $8\pi^2\hbar^2/mL^2$,

Energie částice je $2\pi^2\hbar^2/mL^2$,

Pravděpodobnost naměření energie $8\pi^2\hbar^2/mL^2$ je 0,5,

Pravděpodobnost naměření energie je periodickou funkcí času,

Energie částice je $10\pi^2\hbar^2/mL^2$.

19. Planckův vyzařovací zákon se odvozuje za předpokladu, že

elektromagnetické záření je emitováno po kvantech o energii $E = h\nu$, kde ν je frekvence záření,

hybnost fotonu je rovna $h\vec{k}$, kde \vec{k} je vlnový vektor rovinné elektromagnetické vlny,

energie fotonu při teplotě T je rovna $\frac{3}{2}kT$,

světlo se chová jako vlna,

elektromagnetické vlny jsou příčně polarizované.

20. Mikročástice v potenciálové jámě $V(x) \neq \text{konst.}$ je ve stacionárním stavu popsáném vlnovou funkcí $\psi(x, t)$. Potom jedno z následujících tvrzení není správné.

$\langle \mathbb{P}_x \rangle$ závisí na čase ($\langle \mathbb{P}_x \rangle$ je střední hodnota x -ové komponenty hybnosti),

x -ová komponenta hybnosti částice nemá ostrou hodnotu,

Energie částice má ostrou hodnotu,

Hustota pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x nezávisí na čase,

Pravděpodobnost naměření určité hodnoty p_x x -ové komponenty hybnosti nezávisí na čase.

21. Které z následujících tvrzení pro velkou statistickou sumu Ξ neplatí?

$$\langle N \rangle = kT \frac{\partial \ln \Xi}{\partial \mu} \quad (\langle N \rangle \text{ je střední počet částic a } \mu \text{ je chemický potenciál}) \quad ,$$

$$\Omega = -kT \ln \Xi \quad (\Omega \text{ je velký kanonický potenciál}) \quad ,$$

$$G = -kT \ln \Xi \quad (G \text{ je volná energie}) \quad ,$$

$$kT \ln \Xi = pV \quad (T \text{ je teplota, } p \text{ je tlak a } V \text{ je objem plynu}) \quad ,$$

$$\Xi = \exp(-\Omega/kT).$$

22. Pro systém s konstantním počtem částic je objem roven

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_P, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_T, \quad - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_U, \quad \left(\frac{\partial F}{\partial P} \right)_T.$$

23. Vlnová funkce

$$\varphi(x) = A \cdot x \cdot \exp(-m\omega_0 x^2 / 2\hbar)$$

kde A je konstanta, přísluší stacionárnímu stavu harmonického oscilátoru s energií (ω_0 je kruhová frekvence harmonického oscilátoru)

$$\hbar\omega_0, \quad 2\hbar\omega_0, \quad 3\hbar\omega_0/2, \quad 0, \quad \hbar\omega_0/2.$$

24. Které z tvrzení o vlastních hodnotách λ_i , $i = 1, 2, 3$,

$$\text{matice } f(x) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} \text{ neplatí?}$$

$\lambda_1 \lambda_2 = +1$ pro jistou dvojici vlastních hodnot,

$(\lambda_i)^3 = +1$ pro $i = 1, 2, 3$,

$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ jsou všechna reálná,

$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0$,

$\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_2 \lambda_3 + \lambda_1 \lambda_3 = 0$.

25. Který jev bezprostředně prokazuje existenci hybnosti fotonu?

Comptonův jev,

Starkův jev,

Fotoelektrický jev,

Zeemanův jev,

žádný z uvedených jevů.

26. a^+ (a) je kreační (anihilační) operátor a $|n\rangle, |m\rangle$ jsou stavové vektory harmonického oscilátoru v reprezentaci obsazovacích čísel. Potom jedno z následujících tvrzení neplatí.

$$\langle n | a^+ | m \rangle = \sqrt{(n)} \cdot \delta_{n,m+1}$$

,

$$\langle n | (a^+)^2 | m \rangle = \sqrt{n(n+1)} \cdot \delta_{n,m+2}$$

,

$$\langle n | a | m \rangle = \sqrt{(n+1)} \cdot \delta_{n,m-1}$$

,

$$\langle n | aa^+ | m \rangle = (n + 1) \cdot \delta_{nm}$$

,

$$\langle n | a^2 | m \rangle = \sqrt{(n + 1)(n + 2)} \cdot \delta_{n,m-2}$$

.

- 27.** Skutečnost, že energie základního stavu elektronu uvězněného v potenciálové jámě není nulová, je možné kvalitativně vysvětlit pomocí

Heisenbergovy relace neurčitosti pro souřadnici a hybnost,

hypotézy, že elektron má spin,

principu nerozlišitelnosti mikročástic,

faktu, že základní stav je nedegenerovaný,

faktu, že elektron má záporný náboj.

- 28.** Skutečnost, že nejnižší energetická hladina vodíkového atomu se v magnetickém poli štěpí v dublet, lze vysvětlit, vezmeme-li v úvahu

hypotézu, že elektron má vlastní magnetický moment,

vlnové vlastnosti elektronu,

Fermiho-Diracovo rozdělení,

Pauliho vylučovací princip,

kvantování orbitálního momentu hybnosti.

- 29.** Měrná tepelná kapacita c_v plynu volných elektronů v kovu je při pokojové teplotě řádově mnohem menší než $3/2nk$, kde n je koncentrace elektronů. Co je nejlepším vysvětlením pro tuto skutečnost?

Vlnové projevy elektronů,

Pauliho princip,

Kvantování energie elektronů v kovu,

Heisenbergova relace neurčitosti pro hybnost a souřadnici,

Degenerace energetických hladin.

- 30.** Tepelný stroj přijímá teplo při teplotě 727°C a vydává teplo při teplotě 527°C . Pokud stroj pracuje s nejvyšší možnou účinností, potom přijme-li teplo 2 000 J, vykoná práci

1 600 J,

1 450 J,

400 J,

2 000 J,

2 760 J.

- 31.** Je-li \hat{A} hermitovský operátor, potom platí jedno z tvrzení.

Střední hodnota operátoru \hat{A} je reálná,

Operátor \hat{A} je unitární,

Spektrum operátoru \hat{A} nemůže být diskrétní,

Vlastní hodnoty operátoru \hat{A} jsou vždy nedegenerované,

žádné z tvrzení neplatí.

- 32.** Mikročástice v nekonečně hluboké pravoúhlé potenciálové jámě šířky L je v čase $t = 0$ ve stavu

$$\psi(x, t = 0) = \sqrt{(30/L^5)} \cdot x(x - L)$$

Potom pro $t > 0$ platí, že ($E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} n^2, n \in \mathcal{N}$, jsou možné energie částice v uvedené jámě)

hustota pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x nezávisí na čase,

pravděpodobnost naměření energie E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) je periodickou funkcí času,

$$\int_0^L \psi^*(x, t) \psi(x, t) dx \quad \text{závisí na čase,}$$

$$\psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \exp(-\frac{i}{\hbar} E_n t) \sin(n\pi x/L), \text{ kde } c_n = \sqrt{2/L} \int_0^L \sin(n\pi x/L) \psi(x, 0) dx,$$

pravděpodobnost naměření energie E_1 je rovna nule.

- 33.** Částice je ve stavu popsaném vlnovou funkcí ψ . Jestliže φ_n je vlastní funkce operátoru \hat{A} příslušející nedegenerované vlastní hodnotě a_n , potom integrováním výrazu $\varphi_n^* \psi$ přes celý objem můžeme dostat

neurčitost veličiny A ,

nic, co je uvedené v bodech,

pravděpodobnost, že při měření veličiny A naměříme hodnotu a_n ,

hustotu pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x ,

časovou derivaci veličiny A .

- 34.** Mikročástice v potenciálovém poli $V(x) = \alpha x^4$, kde $\alpha > 0$ se nachází ve stavu $\psi(x, t)$, který je superpozicí dvou sousedních stacionárních stavů $\psi_n(x, t)$ a $\psi_{n+1}(x, t)$ s energiemi $E_n < E_{n+1}$. Potom jedno z uvedených tvrzení neplatí.

Hustota pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x je periodickou funkcí času s periodou $2\pi\hbar(E_{n+1} - E_n)$,

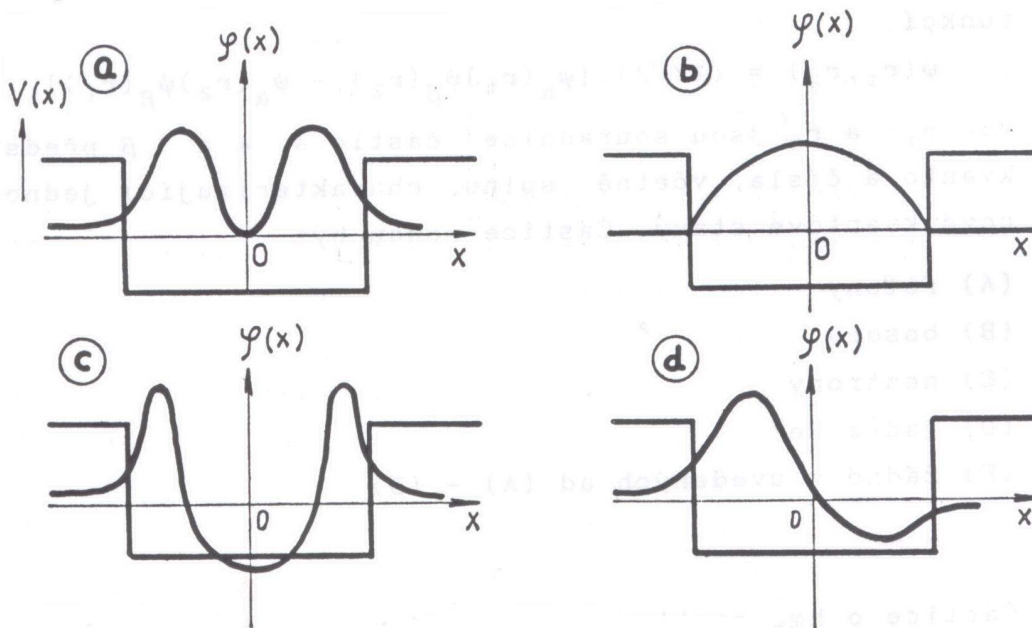
$$\psi_n(0, t) \cdot \psi_{n+1}(0, t) = 0,$$

Je-li $\psi_n(x, t)$ sudá funkce v x , potom $\psi_{n+1}(x, t)$ je lichá funkce v x ,

Hustota pravděpodobnosti nalezení částice je sudá funkce v x ,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x, t) \psi(x, t) dx \text{ není funkcí času.}$$

35. Na kterém obrázku (obr. 2) je zobrazena vlnová funkce některého z vázaných stacionárních stavů částice v jednorozměrné pravouhlé symetrické potenciálové jámě konečné hloubky?



Obr. 2.

na obrázku b,

na žádném z obrázků a–d,

na obrázku c,

na obrázku d.

na obrázku a,

36. Komutátor $\left[\frac{d}{dx}, x \frac{d}{dx} \right]$ je roven

0, $-\frac{d}{dx}$, 1, $\frac{d}{dx}$, \hbar .

37. Pro systém s konstantním počtem částic je absolutní teplota

$\left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V$, $\left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_V$, $\left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_V$, $\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S$, $\left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)_V$.

38. V Einsteinově modelu je kmitající krystalová mřížka reprezentována N nezávislými kvantovými harmonickými oscilátory stejné frekvence ω .

Volná energie kmitajícího krystalu v Einsteinově modelu je rovna

$$F = -NkT \ln[1 + \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2,$$

$$F = -NkT \ln[1 - \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2,$$

$$F = NkT \ln[\exp(\hbar\omega/kT) + 1] + N\hbar\omega/2.$$

$$F = -NkT \ln[\exp(\hbar\omega/kT) - 1] + N\hbar\omega/2,$$

$$F = NkT \ln[1 - \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2,$$

39. Stav částice je popsán vlnovou funkcí

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\hbar)}} \int_{-\infty}^{\infty} c(p_x) \cdot \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \left(\frac{p_x^2}{2m} t - p_x x \right) \right] dp_x$$

Potom jedno z níže uvedených tvrzení neplatí

Je-li $c(p_x) \neq \delta(p_x - p_{x0})$, kde $p_{x0} \in \mathcal{R}$, energie částice nemá ostrou hodnotu,

Koeficienty $c(p_x)$ lze zvolit tak, aby $\langle (\Delta p)^2 \rangle = 0$,

Koeficienty $c(p_x)$ lze zvolit tak, aby $\langle (\Delta p)^2 \rangle \langle (\Delta x)^2 \rangle = 0$,

Jde o volnou částici pohybující se ve směru osy x ,

$|c(p_x)|^2$ udává hustotu pravděpodobnosti naměření hodnoty p_x při měření x -ové komponenty hybnosti.

40. Částice o hmotnosti m se nachází v potenciálové jámě

$$V(x) = \frac{1}{2}m\omega_0^2x^2 + V_0\delta(x)$$

kde $V_0 > 0$ a $\delta(x)$ je Diracova delta funkce. $\varphi_0(x)$, $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$... budiž vlnové funkce této částice v daném poli pořadě příslušející vlastním energiím $E_0 < E_1 < E_2$... Potom platí

$$\begin{array}{ll} E_n = \hbar\omega_0(n + \frac{1}{2}) & \text{pro} \\ n = 1, 3, 5, \dots & , \end{array} \quad \begin{array}{ll} E_n = \hbar\omega_0(n + \frac{1}{2}) & \text{pro} \\ n = 0, 2, 4, \dots & , \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} E_n = \hbar\omega_0(n + \frac{1}{2}) & \text{pro} \\ n = 0, 1, 2, 3, \dots & , \end{array} \quad \begin{array}{ll} E_n = n\hbar\omega_0 & \text{pro} \\ n = 1, 3, 5, \dots & , \end{array}$$

žádné z tvrzení .