

TEST Z KVANTOVÉ A STATISTICKÉ FYZIKY

40 otázek
čas - 125 minut

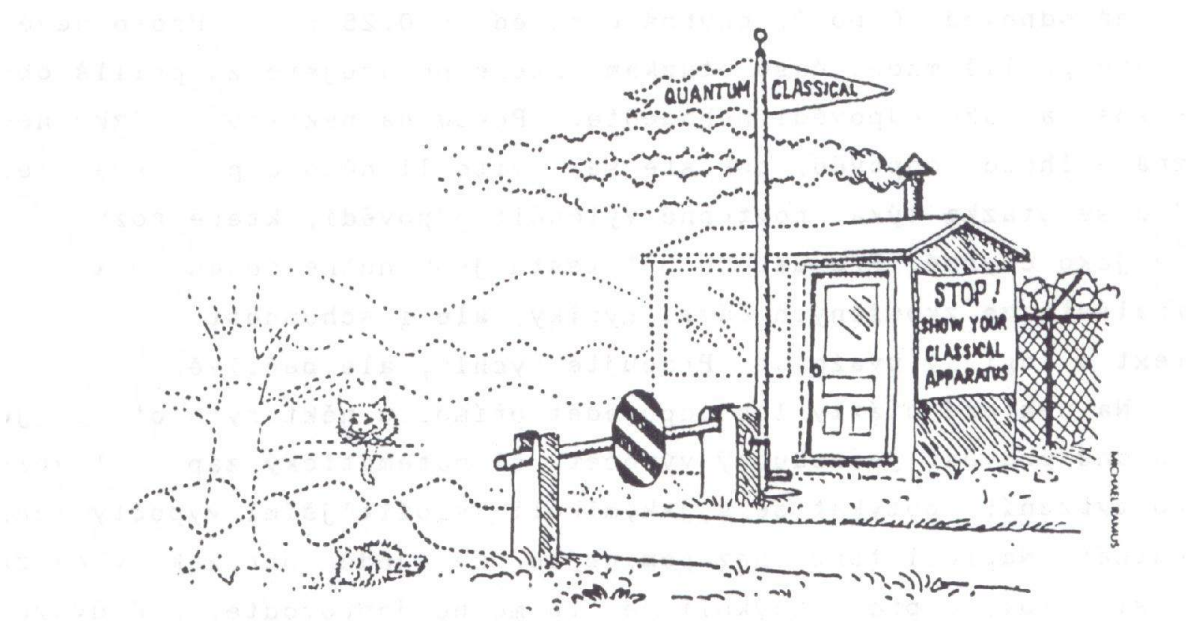
Dříve než začnete pracovat, přečtěte si pečlivě následující pokyny a informace.

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

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

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

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

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

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

2. 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,
 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ jsou všechna reálná,
 $(\lambda_i)^3 = +1$ pro $i = 1, 2, 3$.

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

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

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

$$\begin{array}{l} T(S_2 - S_1) \\ (S \text{ je entropie}) \end{array}, \quad \begin{array}{l} G_2 - G_1 \\ (G \text{ je Gibbsův potenciál}) \end{array},$$

$$\begin{array}{l} H_2 - H_1 \\ (H \text{ je entalpie}) \end{array}, \quad \begin{array}{l} U_2 - U_1 \\ (U \text{ je vnitřní energie}) \end{array},$$

$$\begin{array}{l} F_2 - F_1 \\ (F \text{ je volná energie}) \end{array}.$$

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 $E_2 - E_1 = \varepsilon > 0$. Průměrný počet podsystémů, které jsou ve stavu s energií E_1 , je

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

5. 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

hustotu pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x ,

neurčitost veličiny A ,

nic, co je uvedené v bodech,

pravděpodobnost, že při měření veličiny A naměříme hodnotu a_n ,

časovou derivaci veličiny A .

6. Který jev bezprostředně prokazuje existenci hybnosti fotonu?

Comptonův jev, Starkův jev, žádný z uvedených jevů,
 Fotoelektrický jev, Zeemanův jev.

7. 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.

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

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

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

Hustota pravděpodobnosti nalezení částice je sudá funkce v x .

8. 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)

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

9. 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

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

10. 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 je dána vztahem $N_0 k [\ln T^{5/2} - \ln p - konst]$,

Entropie roste od nuly při $T = 0$ k hodnotě $N_0 k \ln(2)$ při $T \rightarrow \infty$,

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

Entropie klesá s rostoucí teplotou T ,

Pro entropii neplatí žádné z tvrzení.

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

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

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

světlo se chová jako vlna,

energie elektronů v kovu je kvantována,

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

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

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

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

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

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

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

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

13. 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?

Heisenbergova relace neurčitosti pro hybnost a souřadnici,

Kvantování energie elektronů v kovu,

Degenerace energetických hladin,

Vlnové projevy elektronů,

Pauliho princip.

14. 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

$$24^\circ\text{C}, \quad 36^\circ\text{C}, \quad 28^\circ\text{C}, \quad 21^\circ\text{C}, \quad 100^\circ\text{C}.$$

15. 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 α_j , $j = 1, 2, 3, 4$, nezávisí na energii)

není dána žádným z výrazů,
 $\mathcal{D}(E) = \alpha_1 E^{1/2}$,

$$\mathcal{D}(E) = \alpha_4, \\ \mathcal{D}(E) = \alpha_3 E^{-1/2}.$$

$$\mathcal{D}(E) = \alpha_2 E^2,$$

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

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

17. Částice o hmotnosti m se nachází v potenciálové jámě

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

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

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

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

žádné z tvrzení .

18. Je-li $\hat{\mathbb{A}}$ hermitovský operátor, potom platí jedno z tvrzení.

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

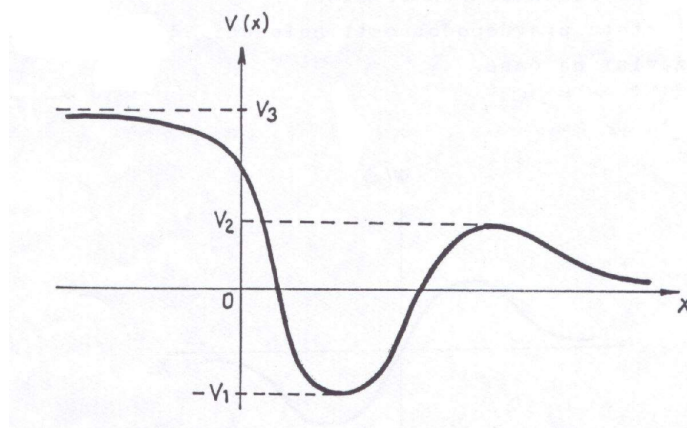
Spektrum operátoru $\hat{\mathbb{A}}$ nemůže být diskrétní,

Střední hodnota operátoru $\hat{\mathbb{A}}$ je reálná,

Operátor \hat{A} je unitární,

žádné z tvrzení neplatí.

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



Obr. 1.

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

je-li $0 < E$, E je spojitě,

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

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

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

20. Pro systém s konstantním počtem částic je objem roven

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

21. 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

$$1,0 \cdot 10^{-6} \text{ m,}$$

$$0,8 \cdot 10^{-5} \text{ m,}$$

$$4,0 \cdot 10^{-3} \text{ m,}$$

$$4,0 \cdot 10^{-6} \text{ m,}$$

$$3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m.}$$

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

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

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

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

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

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

23. 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 $10\pi^2\hbar^2/mL^2$,

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

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

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

Pravděpodobnost naměření energie je periodickou funkcí času.

24. Planckův vyzařovací zákon se odvozuje za předpokladu, že

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

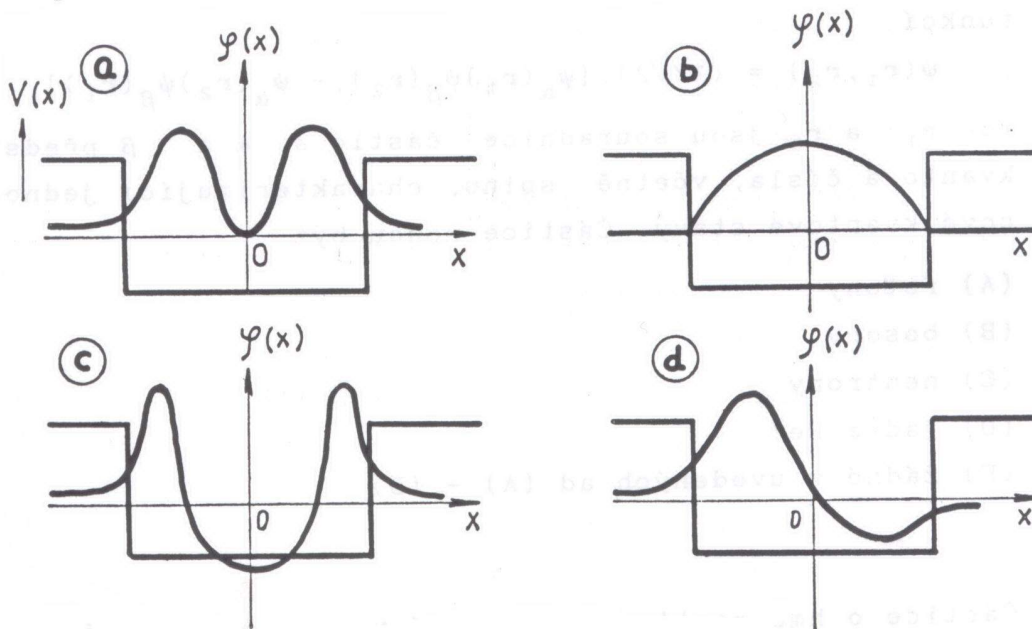
elektromagnetické vlny jsou příčně polarizované,

světlo se chová jako vlna,

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.

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



Obr. 2.

na obrázku d,
na obrázku a,

na žádném z obrázků a–d,
na obrázku b.

na obrázku c,

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

hypotézy, že elektron má spin,

principu nerozlišitelnosti mikročástic,

faktu, že základní stav je nedegenerovaný,

faktu, že elektron má záporný náboj,

Heisenbergovy relace neurčitosti pro souřadnici a hybnost.

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

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

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

Rozdělení pravděpodobnosti pro energii molekuly je

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

Rozdělení pravděpodobnosti pro velikost rychlosti molekuly je

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

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

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

reálná,

periodická s periodou 2π ,

omezená,

normovaná,

všude spojitá.

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

Pokud vlastní hodnoty obou operátorů A a B jsou nedegenerované,

Pokud operátory A a B komutují,

Pokud operátor A komutuje s hamiltoniánem systému,

Pokud operátor B komutuje s hamiltoniánem systému,

Vždy.

30. 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

10^4K ,

10^0K ,

10^2K ,

10^{-2}K ,

Není rovna žádné
z uvedených hodnot

- 31.** Mikročástice v potenciálové jámě $V(x) \neq \text{konst.}$ je ve stacionárním stavu popsaném 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,

Hustota pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x nezávisí na čase,

Energie částice má ostrou hodnotu,

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

- 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)

pravděpodobnost naměření energie E_1 je rovna nule,

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

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

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

hustota pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x nezávisí na čase.

- 33.** Pro systém s konstantním počtem částic je absolutní teplota

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

- 34.** 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.

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

,

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

,

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

,

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

,

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

.

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

μ závisí na koncentraci elektronů,

μ nezávisí na teplotě,

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

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

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

36. 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

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

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

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

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

Jde o volnou částici pohybující se ve směru osy x .

37. 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

2 760 J, 1 450 J, 1 600 J, 400 J, 2 000 J.

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

$$\begin{aligned} F &= -NkT \ln[1 + \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2, & F &= NkT \ln[1 - \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2, \\ F &= -NkT \ln[\exp(\hbar\omega/kT) - 1] + N\hbar\omega/2, & F &= NkT \ln[\exp(\hbar\omega/kT) + 1] + N\hbar\omega/2, \\ F &= -NkT \ln[1 - \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2. \end{aligned}$$

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

Pauliho vylučovací princip,

hypotézu, že elektron má vlastní magnetický moment,

Fermiho-Diracovo rozdělení,

vlnové vlastnosti elektronu,

kvantování orbitálního momentu hybnosti.

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

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

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

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

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

Počet fotonů je závislý na teplotě.