הערות
קבועים יסומנו עם $\dot{X}$
לשים לב ש$\hbar$ בוורוד ו$\dot{h}$ (בלי בר) רגיל.

קבועים
קבוע בולצמן $\dot{\sigma} = \kappa_B = 5.67 \cdot 10^{-8}$
קבוע פלאנק
$$\dot{h} = \begin{matrix} 4.136 \cdot 10^{-15}\,[eV \cdot s] \\ 6.6261 \cdot 10^{-34}\,[J \cdot s] \end{matrix}$$
$$\dot{\hbar} = \frac{\dot{h}}{2\pi} = \begin{matrix} 6.582 \cdot 10^{-16}\,[eV \cdot s] \\ 1.055 \cdot 10^{-34}\,[J \cdot s] \end{matrix}$$
$$\dot{h}\dot{c} = \begin{matrix} 12400\,[eV \cdot \mathring{A}] \\ 1.24 \cdot 10^{-5}\,[eV \cdot m] \\ 1.984 \cdot 10^{-24}\,[J \cdot m] \end{matrix}$$
קבוע קולון $\dot{k} = c^2 \cdot 10^{-7} \approx 9 \cdot 10^9 \left[N \cdot \frac{m^2}{\underbrace{C^2}_{\text{קולון}}}\right]$
רדיוס בוהר $\dot{a}_0 = \frac{\hbar^2}{m_e k q_e^2} = 0.529\,[\mathring{A}] = 5.29 \cdot 10^{-11}\,[m]$
$\dot{\mu}_B = 9.27 \cdot 10^{-24}\,[\frac{J}{T}] = 5.788 \cdot 10^{-5}\,[\frac{eV}{T}]$

יחידות
$10\mathring{A} = nm = 10^{-9}m$, $\mu m = 10^{-6}m$, $mm = 10^{-3}m$,
$1\,[\mathring{A}] = \cdot 10^{10}\,[m]$
$1\,[Kg] = 6.022 \cdot 10^{26}\,[amu]$
$1\,[eV] = 1.6 \cdot 10^{-19}\,[J]$
לעצלנים:
$1\,[MeV] = 1 \cdot 10^6\,[eV]$

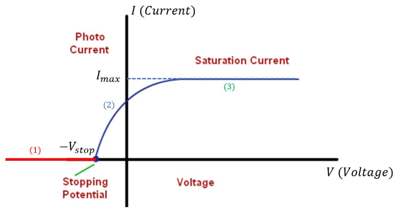
פיסיקה קלאסית
תנע $p = mv$
$E_k = \frac{p^2}{2m} = \frac{1}{2}mv^2$

יחסות
עבור חלקיק בעל מסה
m מסת החלקיק
$\vec{u}$ מהירות החלקיק (מכוונת)
$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-u^2/c^2}} \ge 1$
נגדיר $E_{tot} = \gamma m\dot{c}^2$ אנרגיה כללית
$p = \gamma mv$ תנע (יחסותי)
תנע ואנרגיה $E_{tot}^2 = (p\dot{c})^2 + (m\dot{c}^2)^2$
אנרגיה קינטית $E_k = (\gamma - 1)\,m\dot{c}^2$
אנרגית מנוחה $E_{rest} = m\dot{c}^2$
עבור חלקיק חסר מסה (פוטון)
$E_{ph} = p\dot{c} = \dot{h}f = \dot{h}\nu = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\lambda}$

גלים
ω תדירות ; k מספר הגל ; λ אורך הגל ; v מהירות הגל
$v = \lambda f = \frac{\omega}{k} = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}k = \frac{2\pi}{\lambda}$
משוואת גל הרמונית $\psi(x,t) = A\cos(kx - \omega t)$
גל עומד: $\psi(x,t) = 2A\sin(kx)\cos(\omega t)$

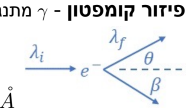
קרינת גוף שחור
בשווי משקל $P_{in} = P_{out}$
חוק סטפן-בולצמן (הספק נפלט ליח' שטח פנים של הגוף השחור):
שטף אנרגיה $J = \dot{\sigma}T^4\,[\frac{Watt}{m^2}]$
הספק (A שטח פנים) $P = A \cdot J$
חוק ווין (קשר בין טמפ' לλ עם מקס' צפיפות קרינה):
א"ג עם קרינה בעוצמה מקס $\lambda_{max} \cong \frac{\overbrace{2.898 \cdot 10^{-3}}^{\alpha}}{T[Kelvin]}\,[m]$
תדירות עם צפיפות קרינה מקס $v_{max} \cong 5.879 \cdot 10^{10}T\,[Hz]$
אנרגיה ממוצעת של גל: $\langle E \rangle = \dot{\sigma}T$
חוק פלאנק: $E_n = n\dot{h}\nu = n\dot{h}f$
אורך גל קרינה נפלטת: $\lambda = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\Delta E_n}$

אפקט פוטואלקטרי
אנרגיה של פוטון $E_{ph} = E_\gamma = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\lambda} = \dot{h}\nu = \dot{h}f$
תנע פוטון $p_{ph} = \frac{\dot{h}}{\lambda}$. עוצמת האור $I \propto N \cdot E_{ph}$
מספר פוטונים[א]: $N = \frac{P}{E_{ph}}$
פונק' עבודה[ב]:
$$W = B = \phi = \underbrace{E_{ph} - \overbrace{E_k}^{\text{של } e^- \text{ משוחרר}}}_{e^- \text{ release to manages that photon for}} = \phi + q_e V_{stop}$$
תדר סף[ג]: $\nu_{min} = f_{min} = \frac{\phi}{\dot{h}}$
אורך גל סף[ד]: $\lambda_{th} = \lambda_{max} = \frac{\dot{c}}{f_{min}} = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\phi}$.
מתח עצירה[ה]: $v_{stop} = \frac{E_{k,max}}{q_e}$ עבור v_{stop} :eV $v_{stop} = E_{k,max}$
אנרגיה קינטית max של אלקטרון עקור הכי אנרגטי:
$E_{k,\max} = \dot{h}\nu - \phi = \underbrace{\frac{\dot{h}\dot{c}}{\lambda}}_{E_{ph}} - \phi$



השפעות: $\uparrow E_{ph} \leftrightarrow v_{stop}$; $\uparrow P \to \uparrow N_{ph}$; $\uparrow f \to \uparrow E_{ph}$

פיזור קומפטון
פיזור קומפטון - γ מתנגש בe^- מוסר לו תנע ואנרגיה. $\uparrow \lambda, \downarrow p_{ph}$

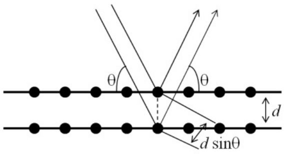


$\dot{\lambda}_c^e = 0.0243\mathring{A}$
$\lambda_c = \frac{\dot{h}}{m\dot{c}} = \frac{\dot{h}\dot{c}}{m\dot{c}^2}$; $\lambda_f = \lambda_i + \lambda_c(1 - \cos\theta)$
תנע:
$\hat{x}: p_\gamma = \frac{\dot{h}}{\lambda_i} = \frac{\dot{h}}{\lambda_f}\cos\theta + mv_e\cos\beta$
$\hat{y}: p_\gamma\hat{y} = 0 = \frac{\dot{h}}{\lambda_f}\sin\theta - \underbrace{\gamma}_{relativity} mv_e\sin\beta$
קלאסי: $E_{ph} = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\lambda_i} = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\lambda_f} + \overbrace{\frac{1}{2}mv^2}^{E_k^{e^-}}$
ביחסותי[ו]: $\frac{\dot{h}\dot{c}}{\lambda_i} + mc^2 = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\lambda_f} + \gamma mc^2$
חישוב β: $\tan\beta = \frac{\lambda_i\sin\theta}{\lambda_f - \lambda_i\cos\theta}$
מקרה קיצון: $\theta = 180 \to \cos\theta = -1 \to \lambda_f = \lambda_i + 2\lambda_c$.

גל דה-ברולי (לכל חלקיק בעל מסה יש גם אופי גלי)
בקלאסי: λ_{DB}[ז] $= \frac{\dot{h}}{p} = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\sqrt{2m\dot{c}^2E_k}}$
ביחסותי[ח]: $\lambda_{DB} = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\sqrt{E_{tot} - (m\dot{c}^2)^2}}$
אנרגיה בקלאסי: $E_k = \frac{(\dot{h}\dot{c})^2}{2m\dot{c}^2 \cdot \lambda_{DB}^2}$
$\nu_{DB} = f_{DB} = \frac{E_{tot}}{\dot{h}}$
$p = \hbar\underbrace{\hat{k}}_{\text{מס הגל}}$; $E = \hbar\omega$.

[א] P הספק = אנרגיה לזמן
[ב] מינ' אנרגיה כדי לשחרר e
[ג] תדר מינימלי בשביל עקירת e^- (בעלי אנרגיה קינטית השווה לאפס; אופייני לסוג המתכת). לא תלויים בעוצמת האור - מספר הפוטונים.
[ד] מקסימאלי (גדול=חלש) שייתן עקירה. העקירה תהיה עם אנרגיה קינטית 0 כאשר $\lambda = \lambda_{max}$
[ה] בכיוון נגדי לעקירה כדי **שלא** יעקר
[ו] עדיף לעבוד דרך תנע במקום לעבוד עם γ
[ז] תנע - p
[ח] עדיף לעבוד דרך תנע במקום לעבוד עם γ

פיזור בראג (התאבכות בונה בפיזור מגביש)



$m\lambda = 2d\sin\theta$
סדר פיזור max: $m_{max} = \lfloor \frac{2d}{\lambda} \rfloor$
לכן $\frac{2d}{m_{max}+1} < \lambda \le \frac{2d}{m_{max}}$

מודל בוהר
ספקטרום אטומי
ריגברג-ריץ:
$$\frac{1}{\lambda} = \overbrace{R}^{\text{קבוע לכל חומר}} \cdot \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$
$(n > m)$.
R תכונה של חומר:
$$R = z^2\frac{\overbrace{m_e}^{e^- \text{ always}} \cdot \overbrace{k^2}^{\text{kolon}} q_e^4}{4\pi\dot{c}\dot{\hbar}^3}$$
עבור מימן:
$$R_H = 1.0967 \cdot 10^7\left[\frac{1}{meter}\right]$$
$M_{nuc} = (z + \#_{n^0})\,1836m_e$; $\dot{a}_0 = \frac{\hbar^2}{m_e k q_e^2} = 0.529\,[\mathring{A}]$

מודל סמי-קלאסי (תנועה של e^- סביב גרעין)
הנחות[א]:
1. L תנ"ז - כפולה שלמה של $\dot{\hbar}$: $L = n\dot{\hbar}$. $n = 1, \dots$.
לחילופין: $2\pi r = n\lambda_{DB}$
2. מסת גרעין גדולה ביחס לחלקיק: $m << M_{nuc}$
אם לא מתקיים, מחליפים m ב $\mu = \frac{mM_{nuc}}{m+M_{nuc}}$
3. במעבר בין מסלולים, נפלט/נקלט פוטון:
כלומר absorb $\gamma \leftrightarrow \uparrow L$.

תוצאות:
$L = pr = mvr$; $ma_r = \frac{mv^2}{r} = \frac{mze^2}{r^2}$
$r_n = \frac{n^2}{z} \cdot \frac{\hbar^2}{mkq^2} \underset{e^-\to}{=} \frac{n^2}{z}a_0$
$E_n = -\frac{z^2}{n^2} \cdot \frac{mk^2\overbrace{q^4}^{charge}}{2\hbar^2} = -E_0\frac{z^2}{n^2}$
$E_0 = \frac{mk^2q^4}{2\hbar^2} = \dot{h}\dot{c} \cdot R \overset{e^-\to}{=} 13.61\,[eV]$
תדירות גל נפלט: $\nu = f = \frac{mk^2e^2z^2}{2\pi\hbar^3n^3}$
כמה אנרגיה מקרינים לתוך המערכת
$$\Delta E_{i\to f} = \frac{\dot{h}\dot{c}}{\lambda_{i\to f}} = z^2E_0\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2}\right)$$
$\Delta E_{i\to f} < 0 \Leftarrow$ פוטונים משתחררים.
סדרות (מוכרות) של קווים ספקטרליים[ב]
יורדים מרמה גבוהה $m > n_f$ ומשחררים פוטון

n_f	שם
1	לימן UV
2	בלמר $UV+VIS$
3	פאשן IR
4	ברקט

כאשר $n_f \to \infty$ מקבלים λ_{min} (הכי אנרגטי).
λ_{max} מתקבל כאשר $(n_f + 1) \to n_f$.

[א] z - מס אטומי ; m - מסה ; e מטען ; L תנע זוויתי ; r רדיוס מסלול ; a_r
[ב] סדרה היא כל המעברים ל$n_f = const$ מרמה גבוהה יותר

מבוא להסתברות

ממוצע/תוחלת:

$$\langle x\rangle=\overline{x}=\sum_x xP(x)=\int_{x=x_{min}}^{x=x_{max}}xP(x)$$

בכללי:

$$\langle f(x)\rangle=\int_{x=x_{min}}^{x=x_{max}}f(x)P(x)$$

תכונת הלינאריות עבור (תלויים/לא):

$$\langle ax+by\rangle=a\langle x\rangle+b\langle y\rangle$$

עבור x,y בלתי תלויים:

$$\langle xy\rangle=\langle x\rangle\cdot\langle y\rangle$$

שונות:

$$Var(x)=(\Delta x)^2=\left\langle(x-\langle x\rangle)^2\right\rangle=\langle x^2\rangle-\langle x\rangle^2$$

תכונות צפיפות הסתברות $P(x)$**:**

אי שליליות (אבל יכול להיות $P(x)>1$).

הסתברות ל"איפשהו" בתחום:

$$\int_{x=x_{min}}^{x=x_{max}}P(x)=1$$

עבור חלקיק מתואר כפונ' גל $|\psi(x)|^2=P(x)$ **(במקרה הקרטזי בלבד!)**

עקרון אי הוודאות

מקום-תנע:
$$\Delta x\cdot\Delta p\geq\frac{\hbar}{2}$$
זמן-אנרגיה:
$$\Delta t\cdot\Delta E\geq\frac{\hbar}{2}$$
תנע-אורך גל:
$$\Delta p=\frac{\hbar}{\lambda^2}\Delta\lambda$$
מתקיים: $\Delta E=\vec{v}\Delta\vec{p}=$
$$\frac{\hbar c}{\lambda^2}\Delta\lambda=E\cdot\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

בור פוטנציאל ∞ חד מימדי $(1d)$

$$V(x)=\begin{cases}0 & 0\leq x\leq L\\ \infty & else\end{cases}$$

$$\psi_n(x)=\begin{cases}\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) & 0\leq x\leq L\\ 0 & else\end{cases}$$

$n=1,2,...\ ;\ E_n=\frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}n^2=\frac{h^2}{8mL^2}n^2$.

מיקום: $\langle x^2\rangle=\frac{L^2}{3}-\frac{L^2}{2n^2\pi^2}\ ;\ \langle x\rangle=\frac{L}{2}$

אי וודאות: $\Delta x=\sqrt{Var(x)}=\sqrt{\frac{L^2}{12}-\frac{L^2}{2n^2\pi^2}}$

תנע: $\langle p^2\rangle=\left(\hbar k\right)^2\ ;\ \langle p\rangle=0$

הסתברות לתחום:

$$P(x_1\leq x\leq x_2)=\frac{2}{L}\left(\frac{1}{2}x-\frac{L}{4\pi n}\sin\left(\frac{2\pi nx}{L}\right)\right)\Big|_{x_1}^{x_2}$$

בור פוטנציאל ∞ דו מימדי $(2d)$

$$n=1,2,...\ ;\ V(x,y)=\begin{cases}0 & \begin{matrix}0\leq x\leq L_x\\ 0\leq y\leq L_y\end{matrix}\\ \infty & else\end{cases}$$

$$E(n_x,n_y)=\frac{\hbar^2\pi^2}{2m}\left(\frac{n_x^2}{L_x^2}+\frac{n_y^2}{L_y^2}\right)=\frac{h^2}{8m}\left(\frac{n_x^2}{L_x^2}+\frac{n_y^2}{L_y^2}\right)$$

פונקציית גל (פתרון שרדינגר):

$$\psi(x,y)=A\sin(k_xx)\sin(k_yy)$$

בור פוטנציאל ∞ דו מימדי $(3d)$

$$n=1,2,...\ ;\ V(x,y,z)=\begin{cases}0 & \begin{matrix}0\leq x\leq L_x\\ 0\leq y\leq L_y\\ 0\leq z\leq L_z\end{matrix}\\ \infty & else\end{cases}$$

$$E(n_x,n_y,n_z)=\frac{\hbar^2\pi^2}{2m}\left(\frac{n_x^2}{L_x^2}+\frac{n_y^2}{L_y^2}+\frac{n_z^2}{L_z^2}\right)=$$
$$=\frac{h^2}{8m}\left(\frac{n_x^2}{L_x^2}+\frac{n_y^2}{L_y^2}+\frac{n_z^2}{L_z^2}\right)$$

$$\psi(x,y)=A\sin(k_xx)\sin(k_yy)$$

מתנד (אוסילטור) הרמוני

$$V(x)=\frac{1}{2}m\omega^2x^2$$

$$\psi_n(x)=$$
$$=\sqrt{\frac{1}{2^nn!}}\left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4}\cdot exp\left(-\frac{m\omega x^2}{2\hbar}\right)H_n\left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}x\right)$$

$n=\mathbf{0},1,...\ ;\ E_n=\hbar\omega\cdot\left(n+\frac{1}{2}\right)$

כאשר:

$$H_0(y)\equiv1,\ H_1(y)\equiv2y,\ H_2(y)\equiv4y^2-2$$
$$H_3(y)\equiv8y^3-12y,\ H_4(y)\equiv16y^4-48y^2+12$$

מחסום/מדרגת פוטנציאל

פוטנציאל:

$$V(x)=\begin{cases}V_0 & 0\leq x\leq L:II\text{ zone}\\ 0 & else:\text{ zones}I,III\end{cases}$$

פונ' הגל:

$$\psi(x)=\begin{cases}A_1exp(ik_1x)+B_1exp(-ik_1x) & \text{I zone}\\ A_2exp(ik_2x)+B_2exp(-ik_2x) & \text{II zone}\\ A_3exp(ik_3x) & \text{III zone}\end{cases}$$

מספר הגל בכל $zone$[א]:

$$k_{1,3}=\frac{\pi}{h}\sqrt{8mE}=\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$
$$k_2=\frac{\pi}{h}\sqrt{8m(E-V_0)}=\sqrt{\frac{2m(E-V_0)}{\hbar^2}}$$

אורך הגל בכל $zone$: $\lambda=\frac{2\pi}{k_i}$

A_i,B_i כולם יכולים להיות מרוכבים (קומפלקסיים)

$|A_1|^2$ - # אלקטרונים ששודרו ביחידת זמן.

$|A_3|^2$ - # אלקטרונים שעברו מחסום ביחידת זמן.

$|B_1|^2$ - # אלקטרונים ששחזרו ממחסום לאיזור I ביחידת זמן.

לכן $|A_1|^2=|A_3|^2+|B_1|^2$

מקדם החזרה $R=\left|\frac{B_1}{A_1}\right|^2$[ב] ; מקדם העברה $T=\left|\frac{A_3}{A_1}\right|^2$[ג]

$$R+T=\left|\frac{B_1}{A_1}\right|^2+\left|\frac{A_3}{A_1}\right|^2=1$$

$$0<E<V_0\Longrightarrow\quad T=\frac{4E(V_0-E)}{4E(V_0-E)+V_0^2\sinh^2(\alpha L)}$$

$$V_0\leq E\qquad T=\frac{4E(E-V_0)}{4E(E-V_0)+V_0^2\sin^2(k_2L)}$$

$$V_0<0<E\qquad T=\frac{4E(E+V_0)}{4E(E+V_0)+V_0^2\sin^2(k_2L)}$$

כאשר $\alpha=\sqrt{\frac{2m(V_0-E)}{\hbar^2}}=-ik_2$

מדרישה לרציפות $\psi(x)\,,\,\frac{d\psi(x)}{dx}$ מתקיים[ד]:

$$\begin{aligned}A_1+B_1&=A_2+B_2\\ A_2e^{\alpha L}+B_2e^{-\alpha L}&=A_3e^{ik_3L}\\ ik_1(A_1-B_1)&=\alpha(A_2-B_2)\\ \alpha\left(A_2e^{\alpha L}-B_2e^{-\alpha L}\right)&=ik_3A_3e^{ik_3L}\end{aligned}$$

מקרי קיצון:

$L=0\Longleftarrow T=1,R=0$ (הכל עובר)

אם $k_2L=n\pi$ $(n\in\mathbb{Z})$ אז $T=1,R=0$

אם $V_0<E$ אז $A_1+B_1=A_2$

מדרגת פוטנציאל $(L=\infty)$

פוטנציאל:
$$V(x)=\begin{cases}0 & x<0:I\text{ zone}\\ V_0 & 0\leq x:\text{ zone}II\end{cases}$$

פונ' הגל:

$$\psi(x)=\begin{cases}A_1exp(ik_1x)+B_1exp(-ik_1x) & \text{I zone}\\ A_2exp(ik_2x)+B_2exp(-ik_2x) & \text{II zone}\end{cases}$$

$$k_1=\frac{\pi}{h}\sqrt{8mE}=\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$
$$k_2=\frac{\pi}{h}\sqrt{8m(E-V_0)}=\sqrt{\frac{2m(E-V_0)}{\hbar^2}}$$

במקרה בו $V_0<E$

$$T=\frac{4k_1k_2}{(k_1+k_2)^2};R=\frac{(k_1-k_2)^2}{(k_1+k_2)^2}$$

[א] m זה מסה

[ב] ההסתברות שחלקיק יחזור מהמחזור לאיזור I

[ג] ההסתברות שחלקיק יעבור לאיזור III

[ד] מגיעים על ידי הצבה של $x=0,L$ בגבולות בין ה$zones$

אטום המימן (אלקטרון באטום מימן)

פונק' גל:

$$\psi(r,\theta,\varphi)=C_{n,l,m_l}\cdot\underbrace{\frac{a_0}{r}\cdot e^{-\frac{r}{a_0n}}\cdot L_{n,l}\left(\frac{r}{a_0}\right)}_{R_{n,l}(r)}\cdot Y_{l,m_l}(\theta,\varphi)$$

כאשר פונק' צפיפות ההסתברות:

בקרטזי: $P(x)=|\psi(x)|^2$

בפולאריות[א]: $P(r)=R^2(r)J=R^2(r)r^2\sin\theta$

מיקום/רדיוס סביר ביותר: מתקבל ב$\frac{\partial P(x)}{\partial x}=0$

בפולארי: $\frac{\partial P(r)}{\partial r}=0$.

$$a_0=\frac{\hbar^2}{m_ekq_e^2}=0.529\left[\mathring{A}\right]$$

n	l	$R_{n,l}(r)$
1	0	$\frac{2}{\sqrt{a_0^3}}exp\left(-\frac{r}{a_0}\right)$
2	0	$\frac{1}{\sqrt{2a_0^3}}\left(1-\frac{r}{2a_0}\right)exp\left(-\frac{r}{2a_0}\right)$
2	1	$\frac{1}{\sqrt{24a_0^3}}\cdot\frac{r}{a_0}exp\left(-\frac{r}{2a_0}\right)$

l	m_l	$Y_{l,m}(\theta,\varphi)$
0	0	$\sqrt{\frac{1}{4\pi}}$
1	1	$-\sqrt{\frac{3}{8\pi}}\sin\theta\cdot e^{i\varphi}$
1	0	$\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta$
1	1-	$\sqrt{\frac{3}{8\pi}}\sin\theta\cdot e^{-i\varphi}$

רדיוס סביר ביותר:

למצוא קיצון של[ב]: $P(r)=R^2J=R^2r^2\sin\theta$

אנרגיית e^- ברמת אנרגיה n:

$$E_n=-\frac{\overbrace{\mu}^{m_e\text{ או מסה מצומצמת}}k^2z^2q_e^4}{2\hbar^2n^2}=-\frac{z^2}{n^2}E_1$$

כאשר $E_1=\frac{\mu k^2q_e^4}{2\hbar}$

מספרים קוונטיים

n רמת אנרגיה.

l מספר קוונטי מסלולי $l=0,1,2,...,n-1$

$symbol$	s	p	d	f	g	h
$\#_{e^-}$	2	6	10	14	18	22
l	0	1	2	3	4	5

m_l מספר קוונטי מגנטי:

$$m_l=-l,(-l+1),(-l+2),...,0,...,l$$

ניוון: עבור n כלשהו **במימן**, הניוון הוא n^2.

במקרה ש $\left(n,\underbrace{n-1}_{l},\underbrace{m_l}_{\text{חוקי כלשהו}}\right)$ אז $r_{propable}=r_{bohr}$

תנע זוויתי מסלולי

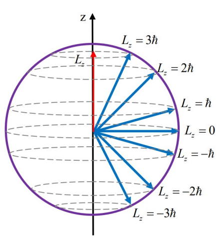
הגודל תנ"ז $L=\sqrt{l(l+1)}\hbar$.

היטל על ציר $\hat{z}$: $L_z=m_l\hbar$.

קשר בין L,L_z,θ (הגדרת cos): $\cos\theta=\frac{L_z}{L}=\frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}$

θ מינימאלית $\Longleftrightarrow m_l$ מקסימאלית ; בכללי $m_l\downarrow\longleftrightarrow\theta\uparrow$

$$L=\sqrt{L_x^2+L_y^2+L_z^2}$$



m_l	$\cos\theta$	θ
3	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	$30°$
2	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$54.7°$
1	$\frac{1}{\sqrt{12}}$	$73.2°$
0	0	$90°$
1-	$-\frac{1}{\sqrt{12}}$	$106.8°$
2-	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	$125.3°$
3-	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	$150°$

[א] J הוא יעקוביאן

[ב] כאשר לא מבקשים זווית מסויימת, אפשר לא לכלול את ה$\sin\theta$

ספין (תנ"ז זוויתי פנימי[א])

ניוון של ספין לא שלם[ב] $2s+1$ (של ספין שלם הניוון הוא ∞).

גודל הספין ($S=\sqrt{s\left(s+1\right)}\hbar$.

$m_s=\pm\left(\frac{1}{2}+i\right), i=0,\ldots,2s-1$

היטל על ציר $\hat{z}$: $S_z=m_s\hbar$.

הסרת ניוון (חלקית) של האנרגיה בעת הפעלת שדה מגנטי

כאשר[ג] $\vec{B}=B\hat{z}$.

מומנט מגנטי: $\mu_B=\frac{\overbrace{q}^{\text{charge}}\hbar}{2\underbrace{m}_{mass}}$.

עבור אלקטרון[ד]: $\mu_B=5.788\cdot10^{-5}\left[\frac{eV}{T}\right]$

$$E_{n,m_l,m_s}=-\frac{z^2}{n^2}E_1+m_l\mu_BB+\underbrace{2m_s\mu_BB}_{\text{באפקט זימן מניחים } m_s=0}$$

אפקט זימן[ה]

יקרה רק עבור אטום עם ספין כולל $s_{tot}=0$

רמת האנרגיה תתפצל למספר רמות אנרגיה כמספר הm_l האפשריים (כלומר $2l+1$).

כללי ברירה למעברים בין רמות אנרגיה:

אפשרי רק מעברים בהם מתקיימים שני התנאים

$$\Delta m_l=0,\pm1 \quad (1)$$
$$\Delta l=\pm1 \quad (2)$$

ניסוי שטרן-גרלך

חלקיק עם $l=0$ וספין כלשהו עובר דרך שדה מגנטי לינארי (בעל $\vec{\nabla}$ אחיד): $\vec{B}\left(z\right)=\underbrace{C}_{const}z\hat{z}$.

מתקבל כוח על החלקיק בכיוון $\hat{z}$:

$$F_z=-\frac{\mu_B}{\hbar}\cdot\frac{\partial B}{\partial z}\cdot2S_z=-\mu_B\frac{\partial B}{\partial z}\cdot2m_s$$

זווית הפיזור: $\theta=\frac{\mu_BL}{2_{E_k}}\cdot\frac{\partial B}{\partial z}$

מיקום הפגיעה על המסך (היסט בעקבות הכוח):

$$\Delta z=-\frac{\mu_B\overbrace{\frac{\partial B}{\partial z}}^{const}m_s}{\underbrace{M}_{mass}}t^2=-\frac{\mu_B\frac{\partial B}{\partial z}m_sL^2}{\underbrace{M}_{mass}v^2}=-\frac{\mu_B\frac{\partial B}{\partial z}m_sL^2}{2E_k}$$

קונפיגורציה אלקטרונית

כלל האיסור של פאולי: אין שני פרמיונים[ו] באותו מצב קוונטי.

קליפה (רמה): מתוארת על ידי המספר הקוונטי n[ז].

תת קליפה: מתוארת על ידי מספר קוונטי l. כאשר תת קליפה מתמלאת, הe^- הבא יכנס לתת קליפה הבנויה בעלת האנרגיה הנמוכה ביותר.

אוביטל: מצב אטומי המתואר על ידי 3 המספרים הקוונטים (n,l,m_l). בכל אורביטל יכולים להיות שני אלקטרונים בלבד.

כלל האוטובוס: קודם מסדרים במקומות הריקים, ואז משלימים לזוגות אם אין יותר ריקים.

דוגמות:

$2s^2$	↑↓				
$2s^2 2p^2$	↑↓		↑	↑	
$2s^2 2p^3$	↑↓		↑	↑	↑
$2s^2 2p^4$	↑↓		↑↓	↑	↑

פה הספינים הכוללים הם 0

הסדר של תת הקליפות שאותן ממלאים:

1s	2s	3s	4s	5s
	2p	3p	4p	5p
		3d	4d	5d
			4f	5f

צורות- פונקציות

גליל $x^2+y^2=R^2$ **מעגל** $z=const$

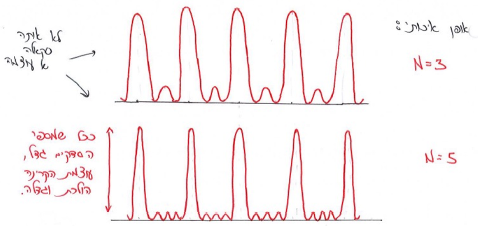
אליפסה $\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}=1$

כדור $x^2+y^2+z^2=R^2$

גלים

מיקום מקסימומים $y_{max}\left(n\right)=n\frac{\lambda}{d}\cdot L$, $x_{max}\left(n\right)\overset{?}{=}\frac{d}{n\lambda}y$

ניסוי יאנג



עם טבלה בעובי D, מקדם שבירה n והפרש פאזות:

$$d\sin\theta=\frac{\lambda}{2\pi}\Delta\varphi-D\left(n-1\right)$$

פתרון משוואה דיפ

$$y'=c-ay\Longrightarrow y\left(x\right)=\frac{c}{a}+ke^{-ax}$$

אנרגיה

קינטית: $\frac{1}{2}mv^2$

פ' כבידתית: mgh

מכניקה

כוח כבידה mg

מהירות נפילה חופשית gt

מרחק נפילה חופשית $\frac{1}{2}gt^2$

אלמנטים וחלקיקים

ספין ומספר אטומי:

שם	z	s
מימן H	1	$\frac{1}{2}$
כסף Ag	47	$\frac{1}{2}$
זהב Au	79	$\frac{3}{2}$
ליטיום Li	3	1

שם	$m\,[Kg]$	$mc^2\,[eV]$	s
אלקטרון e^-	$9.11\cdot10^{-31}$	$5.11\cdot10^5$	$\frac{1}{2}$
פרוטון p^+	$1.672\cdot10^{-27}$	$9.3828\cdot10^8$	$\frac{1}{2}$
ניוטרון n^o	$1.675\cdot10^{-27}$	$9.3957\cdot10^8$	$\frac{1}{2}$
פוטון γ	0	0	1

צורות- פונקציות

צורה	שטח	נפח
עיגול	πr^2	-
כדור	$4\pi r^2$	$\frac{4}{3}\pi r^3$
קוביה	$6L^2$	L^3

שרדינגר

משוואת שרדינגר $1d$, לא תלוי בזמן:

$$\frac{d^2\psi\left(x\right)}{dx^2}=-\frac{2m}{\hbar^2}\left(E-V\left(x\right)\right)\cdot\psi\left(x\right)$$

חוקי לוג log / ln

הגדרה

$$a^x=y\Longleftrightarrow\log_a\left(y\right)=x$$

$$e^x=y\Longleftrightarrow\log_e y=\ln y=x$$

$$\log_a\left(a^x\right)=x$$

$$e=\lim_{x\to\infty}\left(1+\frac{1}{x}\right)^x=\lim_{x\to0}\left(1+x\right)^{\frac{1}{x}}=2.71828$$

$$\log_b x=\frac{\ln x}{\ln b}$$

כפל/חילוק

$$\log_b\left(xy\right)=\log_b x+\log_b y$$

$$\log_b\frac{x}{y}=\log_b x-\log_b y=-\log_b\frac{y}{x}$$

החלפת בסיס

$$\log_b c=\frac{1}{\log_c b}$$

נגזרות ואינטגרל

$$\frac{d}{dx}\log_b x=\frac{1}{x\ln b},\ \frac{d}{dx}\ln x=\frac{1}{x}$$

$$\int\log_b x\cdot dx=x\left(\log_b x-\frac{1}{\ln b}\right)$$

$$\int\ln x\cdot dx=x\ln x-x$$

$$\int_0^\infty x^ne^{-\alpha x}dx=\frac{n!}{\alpha^{n+1}}$$

ערכים מיוחדים

$$\log_b 0=undefined,\ \lim_{x\to0^+}\log_b x=-\infty$$

$$\log_b 1=0,\ \log_b b=1$$

$$\lim_{x\to\infty}\log_b x=\infty$$

חוקי חזקות

$$x^a\cdot x^b=x^{a+b},\ \left(x^a\right)^b=x^{ab},\ \frac{x^a}{x^b}=x^{a-b}$$

$$x^{-a}=\frac{1}{x^a},\ x^{\frac{a}{b}}=\sqrt[b]{x^a}$$

[א] ספין הוא בעצם תכונה קוונטית בלי אנלוגיה אינטואיטיבית לעולם המוכר לנו

[ב] כמה חלקיקים באותה תת קליפה של רמת אנרגיה נתונה

[ג] אפשר לסובב את הבעיה ככה שהשדה יהיה בכיוון $\hat{z}$

[ד] יש גם בקבועים

[ה] פיצול הקו הספקטרלי בנוכחות שדה מגנטי **אחיד**

[ו] ספין שברי

[ז] סך כל האלקטרונים שניתן לאכלס בכל תת הקליפות ברמה הn הוא $2n^2$. * ראה טבלה בעמודה מימין

בשאלות קשות כשאין כיוון ברור, חשוב לזכור[א]

מצב מוצק

במתכות, אלקטרונים שבקליפות החיצוניות (פס הערכיות) חפשיים לנוע במתכת ומספרם גדול[ב].

אנרגית פרמי

האנרגיה של האלקטרון האנרגטי ביותר ב$T = 0\,[Kelvin]$.

הבחנה: כל המצבים[ג] בעלי אנרגיה נמוכה הם מלאים באלקטרונים וכל המצבים בעלי אנרגיה גבוהה, ריקים.

עבור מתכת במודל $3d$

$$E_F = \frac{\dot{h}^2}{2m_e}\left(\frac{3n_e}{8\pi}\right)^{2/3} = \frac{\dot{h}^2}{2m_e}\left(\frac{3n_e}{8\pi}\right)^{2/3} = 36.474 n_e^{2/3}\,[eV]$$

כאשר n_e הוא $\#\left(e^-\right)$ החופשיים בפס הערכיות[ד].

התפלגות פרמי דירק

ההסתברות שלמצב קוונטי מסויים תהיה אנרגיה E.

$$f_{FD}(E,T) = 1/\left(exp\left(\frac{E-E_F}{\dot{\sigma}\underbrace{T}_{temp}}\right)+1\right)$$

ולכן

$$\begin{aligned} n_e &= \int_0^\infty N_0(E)\,dE = \\ &= \int_0^\infty N(E,T)\cdot f_{FD}(E,T)\,dE = \\ &= \dot{C}\int_0^\infty \frac{\sqrt{E}}{exp\left(\frac{E-E_F}{\dot{\sigma}T}\right)+1} \end{aligned}$$

ב$T = 0\,[Kelvin]$ מקבלים: $n_e = \frac{2}{3}\dot{C}\left(E_F\right)^{3/2}$.

לקבועים נוספים

מהירות של e^- בעלי אנרגית פרמי (E_F): $v_F = \sqrt{\frac{2E_F}{m_e}}$

$\dot{\sigma}T_F = E_F$

[א] להשלים אחר כך
[ב] אוסף e^- אלה, נקרא "ים הe^-ים" או "גז הe^-ים"
[ג] קומבינציית (n, l, m_l)
[ד] כמות ה e^- בגז/ים האלקטרונים

שאלות ודוגמות

__שאלה 2:__

בחרו במשפט ה**לא** נכון:

א. אם מקטינים את הרוחב של בור פוטנציאל אינסופי ההסתברות למצוא את החלקיק מחוץ לבור פוטנציאל גם קטנה
ב. פרוטון חופשי יכול לעקור אלקטרון הקשור במערכת אטום המימן
ג. פתרון אטום המימן לפי מודל בוהר אומר שאלקטרון ברמה *n=1* נמצא ברדיוס a_0 בלבד
ד. האנרגיה הכללית הממוצעת המינימלית של חלקיק קוונטי בפוטנציאל הרמוני תמיד גדולה מאפס
ה. אלקטרון חופשי יכול לעקור אלקטרון הקשור בבור פוטנציאל אינסופי
ו. אלומה של אלקטרונים חופשיים הנעים אל עבר מחסום פוטנציאל עם אנרגיה הנמוכה מגובה הפוטנציאל עוברים בסיכוי כלשהי לצד השני של המחסום

פתרון:

אם מקטינים את הרוחב של בור פוטנציאל אינסופי ההסתברות למצוא את החלקיק מחוץ לבור פוטנציאל גם קטנה (תמיד אפס)

שאלה 9:

פוטון בעל אנרגיה E נע לעבר אטום דמוי מימן עם מספר אטומי $Z = 3$ ומוסר את האנרגיה שלו לאלקטרון באטום (במצב היסוד), האלקטרון מעורר לרמה n=4 , אחרי זמן $\tau = 10^{-10}s$ האלקטרון חוזר לרמת היסוד.

מהי אי הוודאות המינימלית באורך הגל של הפוטון הנפלט?

א. $3.1 \cdot 10^{-6}\dot{A}$
ב. $1.53 \cdot 10^{-6}\dot{A}$
ג. $1.57 \cdot 10^{-3}\dot{A}$
ד. $2.69 \cdot 10^{-5}\dot{A}$
ה. $1.86 \cdot 10^{-4}\dot{A}$
ו. $1.69 \cdot 10^{-4}\dot{A}$

פתרון :

קודם נחשב את אורך הגל של הפוטון הנפלט בסוף :

$$\frac{1}{\lambda} = z^2 R_H\left(1 - \frac{1}{4^2}\right) = 9 * \frac{15}{16} R_H$$
$$\rightarrow \lambda = 108\dot{A}$$

אי וודאות מקסימלית בזמן היא τ ולכן :

$$\Delta E_{min} = \frac{\hbar}{2\tau} = 3.291 * 10^{-6} ev = \frac{\Delta\lambda hc}{\lambda^2}$$
$$\rightarrow \Delta\lambda = 3.1 \cdot 10^{-6}\dot{A}$$

שאלה 9:

חלקיק נמצא בבור פוטנציאל אינסופי, ברמת האנרגיה השנייה. הבור מוגדר על ידי הפוטנציאל:

$$V(x) = \begin{cases} 0 & 0 < x < L \\ \infty & otherwise \end{cases}$$

חשבו את ערך התצפית של האנרגיה הקינטית עבור חלקיק זה.

א. $\frac{2\pi^2\hbar^2}{mL^2}$
ב. $\frac{4\pi^2\hbar^2}{mL^2}$
ג. $\frac{4\pi^2\hbar^2}{L^2}$
ד. $\frac{\pi^2\hbar}{mL^2}$
ה. $\frac{8\pi^2\hbar^2}{mL^2}$
ו. 0

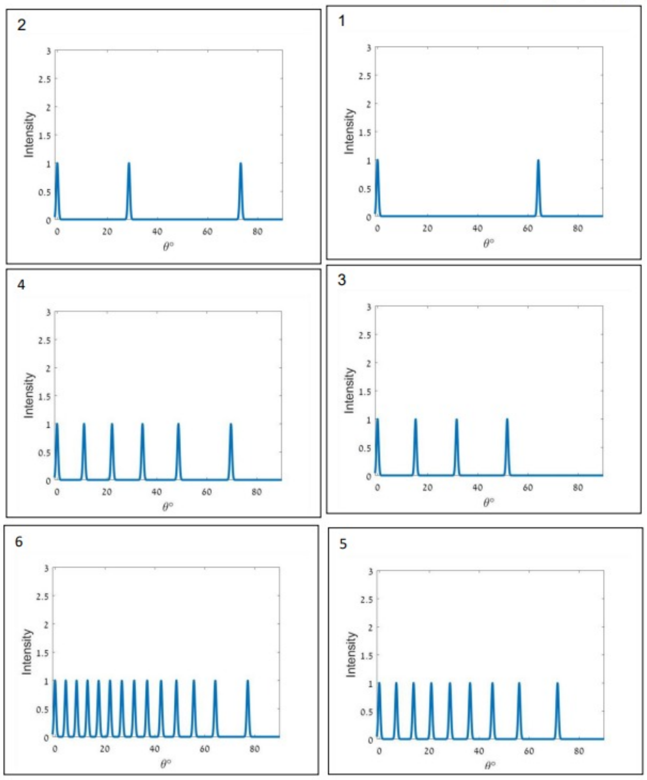
פתרון

עבור בור פוטנציאל אינסופי האנרגיה הכוללת היא האנרגיה הקינטית הממוצעת של החלקיק

$$E_n = \frac{\pi^2 n^2 \hbar^2}{2mL^2} = \frac{2\pi^2\hbar^2}{mL^2}$$

שאלה 3

למדען מפוזר יש 6 גבישים שונים, הוא זקוק לשניים מהם עם מרחק בין מישורים $d_1 = 0.47\ [\text{Å}]$ ו-$d_2 = 1.2\ [\text{Å}]$ לביצוע ניסוי, אך הוא לא זוכר איזה מהם הם הנכונים. כדי לזהותם הוא מודד את עוצמת הפיזור כתלות בזווית ההחזרה עבור כל אחד מהגבישים. הוא משתמש באלומת ניוטרונים עם אנרגיה קינטית של $E_n^K = 0.404\ [eV]$. מבין הגרפים הבאים אילו מתאימים לשני הגבישים הרצויים?



א. גרפים 2 ו-4
ב. גרפים 1 ו-5
ג. גרפים 2 ו-5
ד. גרפים 3 ו-4
ה. גרפים 1 ו-2
ו. גרפים 2 ו-3

פתרון:

בכל אחד מהגרפים סדר הפיזור המקסימלי שונה. לכן נוכל לחשב מהו הסדר המקסימלי עבור $d_1 = 0.47\ [\text{Å}]$ ו-$d_2 = 1.2\ [\text{Å}]$ וכך לדעת מי הם הגבישים הנכונים. ראשית נמיר את אנרגיית הניוטרונים לאורך גל דה-ברולי שלהם:

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{p_n}$$

$$0.404eV = E_n^K = \frac{p_n^2}{2m_n} = \frac{(hc)^2}{2m_n c^2 \lambda_{DB}^2} = \frac{12400^2}{2 \cdot 939.57 \cdot 10^6 \cdot \lambda_{DB}^2} = \frac{0.0818[eV \cdot \text{Å}]}{\lambda_{DB}^2}$$

$$\lambda_{DB} = \sqrt{\frac{0.0818}{0.404}} = 0.45[\text{Å}]$$

כעת נמצא את סדר הפיזור המקסימלי:

$$n_1^{max} \approx \frac{2d_1}{\lambda_{DB}} = 2 \cdot \frac{0.47}{0.45} = 2.0889, \quad n_1^{max} = 2$$

$$n_2^{max} \approx \frac{2d_2}{\lambda_{DB}} = 2 \cdot \frac{1.2}{0.45} = 5.333, \quad n_1^{max} = 5$$

ולכן התשובה הנכונה היא: גרפים 2 ו-4 שבהם ניתן לראות 2 ו-5 סדרי פיזור בהתאמה.

שאלה 7:

נתון אלקטרון בבור פוטנציאל אינסופי בציר x המוגדר על ידי הפונקציה

$$V(x) = \begin{cases} 0 & 0 < x < L \\ \infty & otherwise \end{cases}$$

שערו את האנרגיה הקינטית הממוצעת המינימלית עבור אלקטרון זה, השתמשו בעקרון אי הוודאות של הייזנברג עבור החישוב.

*רמז: יש להניח אי וודאות מקסימלית במרחב

א. $\frac{\hbar^2}{4L^2 m_e}$

ב. $\frac{\hbar^2}{8L^2 m_e}$ (התשובה הנכונה)

ג. $\frac{\hbar^2}{8L^2}$

ד. 0

ה. $\frac{\hbar^2}{16L^2 m_e}$

ו. $\frac{\hbar^2}{2L^2 m_e}$

פתרון

השערה גסה של אי הוודאות במיקום האלקטרון שנמצא בבור הפוטנציאל נותנת

$$\Delta x = L$$

מעקרון אי הוודאות של הייזנברג אנחנו יודעים כי $\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$. ולכן מתקיים $\Delta p \geq \frac{\hbar}{2\Delta x} = \frac{\hbar}{2L}$

אנחנו יודעים כי עבור חלקיק שתחום במערכת קוונטית מתקיים $\Delta p = \sqrt{\langle p^2 \rangle}$ ולכן עבור אנרגיה קינטית מינימלית נרשום

$$\langle E_k \rangle = \frac{\langle p^2 \rangle}{2m_e} = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{\hbar^2}{8L^2 m_e}$$

שאלה 3:

חשבו את האי-וודאות במיקום של אלקטרון הכלוא בפוטנציאל הרמוני ברמה *n=1*.

לשימושכם:

$$\psi_1(x) = \pi^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{4}} \exp\left(-\frac{m\omega x^2}{2\hbar}\right) \cdot x$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^4 e^{-\alpha x^2} dx = \frac{3\sqrt{\pi}}{4a^{\frac{5}{2}}}$$

א. $\sqrt{\frac{3\hbar}{4m\omega}}$

ב. $\sqrt{\frac{3\hbar}{2m\omega}}$

ג. $\sqrt{\frac{9\hbar}{4m\omega}}$

ד. $\sqrt{\frac{9\hbar}{2m\omega}}$

ה. $\sqrt{\frac{\hbar}{4m\omega}}$

ו. $\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$

פתרון:

$$\Delta x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}$$

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} p(x) \cdot x dx$$

$$p(x) = |\psi_1(x)|^2 = \pi^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m\omega x^2}{\hbar}\right) \cdot x^2$$

$$\langle x \rangle = \pi^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m\omega x^2}{\hbar}\right) \cdot x^3 dx = 0$$

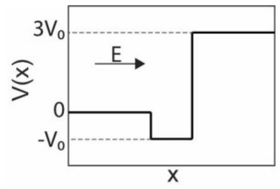
$$\langle x^2 \rangle = \pi^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m\omega x^2}{\hbar}\right) \cdot x^4 dx = \pi^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{3\sqrt{\pi}}{4\left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^{\frac{5}{2}}} = \frac{3\hbar}{4m\omega}$$

$$\Delta x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2} = \sqrt{\frac{3\hbar}{4m\omega}}$$

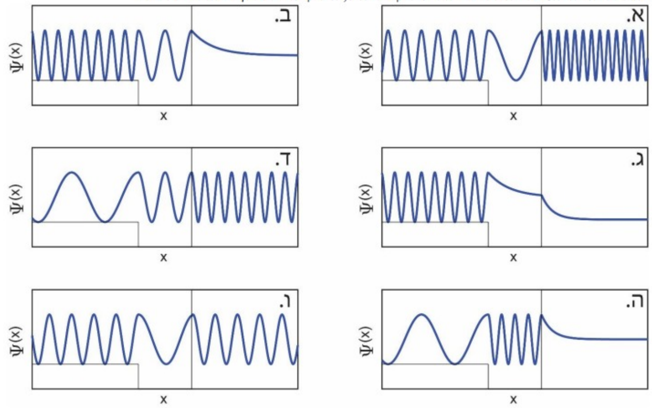
<u>שאלה 4:</u>

נתון פוטנציאל $V(x)$

$$V(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ -V_0 & 0 \le x \le L \\ 3V_0 & x \ge L \end{cases}$$



אלומת חלקיקים בעלי אנרגיה $E = 2V_0$ נעים מ$-\infty$ אל עבר הפוטנציאל.
בחרו את הציור הסכמתי המתאים ביותר לפונקציית הגל, המתקבלת מפתרון משוואת שרדינגר.



פתרון: ה , $k_i = \sqrt{\frac{2m(E-V_i)}{\hbar^2}}$

<u>שאלה 11</u>

נתון שאלקטרון באטום המימן יורד מרמה $n=3$ לרמה $n=1$

נסמן את המצב הקוונטי ההתחלתי של האלקטרון (ברמה 3) כ- ψ_i ואת המצב הסופי שלו (ברמה 1) ב- ψ_f

כמה אפשרויות יש לזוגות $\psi_i \cdot \psi_f$

בשאלה הזו אין להתחשב בספין האלקטרון.

א. 9 זוגות
ב. 4 זוגות
ג. 8 זוגות
ד. 3 זוגות
ה. 2 זוגות

פתרון:

ניוון של $n=3$ הוא 9 וניוון של רמה $n=1$ הוא 1 לכן 9

<u>שאלה 13</u>

מתוך התופעות הנ"ל, איזו תופעה מדגימה את האופי ה**גלי** של החלקיקים המשתתפים?

א. פיזור קומפטון
ב. האפקט הפוטו אלקטרי
ג. ניסוי שני הסדקים כאשר שני הסדקים פתוחים
ד. תשובות א' ו-ג' נכונות
ה. תשובות ב' ו-ו' נכונות
ו. אף תשובה אינה נכונה

פתרון

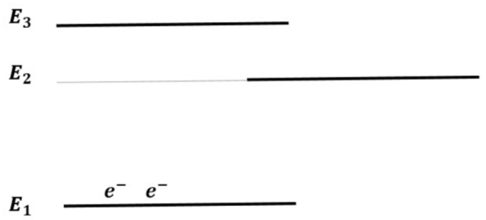
התשובה הנכונה היא ג'

פיזור קומפטון וניסוי האפקט הפוטו אלקטרי מדגים את האופי החלקיקי של הפוטונים

ניסוי שני הצדקים מדגים את האופי הגלי של החלקיקים על ידי תבנית ההתאבכות על המסך

<u>שאלה מספר 6:</u>

נתונה מערכת לייזר של 3 רמות אנרגיה, כאשר רמה מספר 2 היא רמה יציבה למחצה עם זמן חיים של $\tau = 2ms$.



רמות האנרגיה הן:

$E_1 = -7.01eV$

$E_2 = -5.55eV$

$E_3 = -5.11eV$

חשבו את אורך הגל של הלייזר המתקבל ואת אי הוודאות המינימלית שלו.

א. $\Delta\lambda = 8.6 \cdot 10^{-11}nm$,$\lambda = 749.3nm$
ב. $\Delta\lambda = 7.6 \cdot 10^{-11}nm$,$\lambda = 649.3nm$
ג. $\Delta\lambda = 6.6 \cdot 10^{-11}nm$,$\lambda = 549.3nm$
ד. $\Delta\lambda = 5.6 \cdot 10^{-11}nm$,$\lambda = 449.3nm$
ה. $\Delta\lambda = 9.6 \cdot 10^{-11}nm$,$\lambda = 849.3nm$
ו. $\Delta\lambda = 4.6 \cdot 10^{-11}nm$,$\lambda = 349.3nm$

עמוד 7 מתוך 14

פתרון:

$\Delta\lambda = 9.6 \cdot 10^{-11}nm$,$\lambda = 849.3nm$

$$\Delta E_{2-1} = 1.46eV = \frac{hc}{\lambda} \to \lambda = 849.3nm$$

$$\Delta E \cdot \Delta t \ge \frac{\hbar}{2} \to \Delta E_{min} = \frac{\hbar}{2\tau}$$

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} \to \Delta E_\gamma = \frac{hc}{\lambda^2}\Delta\lambda$$

$$\Delta\lambda_{min} = \Delta E_{min}\frac{\lambda^2}{hc} = \frac{\hbar}{2\tau}\frac{\lambda^2}{hc} = \frac{\lambda^2}{4\pi\tau c} = 9.56 \cdot 10^{-11}nm$$