量子物理

① 量子假设

辐射本领：$r(\lambda,T)\equiv\frac{dE(\lambda,T)}{d\lambda}$

$dE(\lambda,T)$ —— 物体在单位时间内从单位表面积辐射出来，波长在温度为T时，$\lambda\sim\lambda+d\lambda$ 间隔内的辐射能量

吸收本领：吸收的辐射能与入射的辐射能的比值。记为 $a(\lambda,T)$

基尔霍夫辐射定律：在热平衡条件下，任何物体在同一温度T下的辐射本领 $r(\lambda,T)$ 与吸收本领 $a(\lambda,T)$ 成正比，比值只与波长和温度有关。

$$\frac{r(\lambda,T)}{a(\lambda,T)}=r_0(\lambda,T)$$

注：1° 一个好的吸收体也是一个好的辐射体.

2° $a_0(\lambda,T)\equiv 1$ 的物体称为黑体，黑体的辐射本领为 $r_0(\lambda,T)$.

3° 任何物体的辐射本领都小于同温度，同波长的黑体的辐射本领.

斯特藩-玻尔兹曼定律：黑体的总辐射本领与绝对温度的四次方成正比.

$$E_0(T)=\sigma T^4.$$

其中 斯特藩-玻尔兹曼常数 $\sigma=5.670\times10^{-8}W\cdot(m^2\cdot k^4)^{-1}$.

维恩位移律：在任何温度下，黑体辐射本领的峰值波长 λ_m 与绝对温度成反比。

$$\lambda_m T=b.$$

其中 维恩常数 $b=2.898\times10^{-3}m\cdot k$.

维恩公式：$r_0(\lambda,T)=C_1\lambda^{-5}e^{-C_2/\lambda T}$

瑞利-金斯公式：$r_0(\lambda,T)=2\pi C\lambda^{-4}kT$

(普朗克) 能量子假设：谐振子与辐射场交换的能量只能是某个基本单元 ε_0 的整数倍。 $\varepsilon=\varepsilon_0, 2\varepsilon_0, 3\varepsilon_0, \cdots$

基本单元 ε_0 与辐射频率成正比。

$$\varepsilon_0=h\nu$$

其中 h 为普朗克常数. $h=6.626\times10^{-34}J\cdot S$

黑体辐射公式：$r_0(\lambda,T)=\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{hc/kT\lambda}-1}$

(每个振动自由度的平均能量 $\bar{\varepsilon}=\frac{\sum_{n=0}^{\infty}n\varepsilon_0 e^{-n\varepsilon_0/kT}}{\sum_{n=0}^{\infty}e^{-n\varepsilon_0/kT}}=-\left[\frac{\partial}{\partial\beta}\ln\left(\sum_{n=0}^{\infty}e^{-n\varepsilon_0\beta}\right)\right]_{\beta=\frac{1}{kT}}$

NO.

Date

$\because \sum_{n=0}^{\infty} e^{-n\varepsilon_0\beta} = \frac{1}{1-e^{-\varepsilon_0\beta}}$

$\therefore \bar{\varepsilon} = -\left[\frac{\partial}{\partial\beta}\ln\frac{1}{1-e^{-\varepsilon_0\beta}}\right]_{\beta=\frac{1}{kT}} = \left(\frac{\varepsilon_0 e^{-\varepsilon_0\beta}}{1-e^{-\varepsilon_0\beta}}\right)_{\beta=\frac{1}{kT}}$

$= \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1} = \frac{hc}{\lambda}\frac{1}{e^{hc/kT\lambda}-1}$

$\therefore r_0(\lambda,T) = \frac{2\pi c}{\lambda^4}\cdot\bar{\varepsilon} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{hc/kT\lambda}-1}$

1° λ很小时，$e^{hc/kT\lambda} \gg 1$，$r_0(\lambda,T) \approx (2\pi hc^2)\lambda^{-5}e^{-\frac{hc/k}{\lambda T}}$

2° λ很大时，$e^{hc/kT\lambda}-1 \approx \frac{hc}{kT\lambda}$，$r_0(\lambda T) \approx 2\pi c\lambda^{-4}kT$)

② 光子理论

光电效应规律：1° 饱和电流。光强E一定，$\nu\nearrow$，$I \to I_{饱和}$

2° 遏止电压。最大初动能 $\frac{1}{2}mv_m^2 = eU_0$

3° 截止频率。$\nu \geq \nu_0$

4° 弛豫时间。只要 $\nu \geq \nu_0$，无论光强E，光电流几乎瞬时产生。

(爱因斯坦)光子理论：不仅在发射和吸收时，光的能量是一份一份的，而且光的本身就是由一个个集中存在的，不可分割的能量子组成。频率为ν的能量子为 hν.

爱因斯坦公式：$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - A$.

A：金属的逸出功.

③ 康普顿效应

康普顿效应：1° 散射X射线除了原波长 λ_0 的射线外，还有波长大于 λ_0 的射线 λ.

2° 波长差 $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ 随散射角θ增大而增大。

$\Delta\lambda = 2\times 0.0241\sin^2\frac{\theta}{2}$ (Å)

且射线强度：$\theta\nearrow$，$E_{\lambda_0}\downarrow$，$E_{\lambda}\nearrow$.

3° θ一定时，Δλ与金属和 λ_0 无关；波长λ的强度随原子序数增大而减小，λ_0 的强度随原子序数增大而增大.

解释：X射线光子与自由静止电子作弹性碰撞。

由能量守恒、动量守恒.

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2$$

$$\frac{h\nu_0}{c}\vec{n_0} = \frac{h\nu}{c}\vec{n} + m\vec{v}$$

且质速关系 $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}$

可得 $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{c}{\nu} - \frac{c}{\nu_0} = \frac{c(\nu_0-\nu)}{\nu_0\nu} = \frac{h}{m_0c}(1-\cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2}$

其中 $\frac{h}{m_0c} = 0.0243\mathring{A}$.

1° 原子外层电子与原子核束缚较弱，对能量较高的X射线，可视为X射线光子与自由静止电子的碰撞.

内层电子与原子核束缚较强，可视为光子与原子的碰撞。此时 m_0 为原子质量，散射线为 λ_0 线。

2° 随着原子序数的增大，内层电子数相对比例增大，λ_0线强度增大。

3° θ较小时，电子不容易电离，发生与原子碰撞；θ较大时，电子容易电离，发生与电子碰撞.

④ 氢原子理论

广义巴耳末公式：$\tilde{\nu} = R_H(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2})$ $(n>m)$

其中 $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$，称为波数；里德伯常数 $R_H = 1.097\times10^7 m^{-1}$.

三个基本假设：1° 定态假设。原子中存在具有确定能量的定态，在定态中，电子不辐射也不吸收能量.

2° 跃迁假设。只有当原子从具有较高能量 E_n 的定态跃迁到较低能量 E_m 的定态时，才能发射一个光子，且.

$$h\nu = E_n - E_m.$$

3° 量子化条件。氢原子容许的定态是电子绕核圆周运动角动量满足

$$mvr = n\hbar.$$

其中 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$，为约化普朗克常数。n称为量子数。

结论：1° 由运动方程 $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r^2} = m\frac{v^2}{r}$

$\therefore r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2}\cdot n^2$ ，$n=1,2,3,\cdots$ ，即氢原子中定态的电子绕核轨道半径是量子化的。

NO.

Date . .

$$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{me^2} \approx 0.529\,\mathring{A}$$，称为玻尔半径

2° 氢原子的定态能量

$$E_n = E_k + E_p = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n} = -\frac{me^4}{2(4\pi\varepsilon_0)^2\hbar^2}\cdot\frac{1}{n^2}$$

最低能量 $E_1 = -\frac{me^4}{2(4\pi\varepsilon_0)^2\hbar^2} \approx -13.6\,eV$

3° 氢原子光谱的波数

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{hc}(E_n - E_m) = \frac{me^4}{4\pi(4\pi\varepsilon_0)^2\hbar^3 c}\left(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n^2}\right)$$

$\therefore R_\infty = \frac{me^4}{4\pi(4\pi\varepsilon_0)^2\hbar^3 c}$ 为里德伯常数。

弗兰克—赫兹实验：电流 I 随着电压 U 的增大，出现周期性的峰值。相邻峰值的电压为 4.9V.

说明汞原子第一激发态与基态的能量差为 4.9 eV.

辐射光波长为 $\lambda = \frac{hc}{eU} = 2.5\times10^3\,\mathring{A}$

玻尔理论的缺陷：1° 玻尔理论只适用于只有一个核外电子的类氢离子系。

2° 无法说明辐射光的谱线强度和线宽。

3° 玻尔理论引用经典物理基本定律，理论自身不自洽。

⑤ 德布罗意物质波假设

德布罗意关系：具有能量 E、动量 p 的粒子联系着物质波，

$E = h\nu$ ，$p = \frac{h}{\lambda}$.

玻尔量子化条件：由 $2\pi r = n\lambda$（驻波条件），

得角动量 $rp = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar$.

⑥ 波粒二象性

1° 微观粒子具有波动性和粒子性.

2° 波动性与粒子性中没有更基本的性质，且同时体现出来。

3° 微观粒子运动没有轨道。

4° 微观客体与观察仪器之间存在不可预测、不可控制的相互作用，显示一种性质必然牺牲另一种性质。

⑦不确定关系

不确定关系：对于微观粒子而言，它的坐标和相应动量不可能同时具有确定值。

$\Delta x \cdot \Delta p_x$ 不小于一个约为 h 的量.

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h \qquad (\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}) \text{考试给出}$$

电子衍射导出不确定关系：已知单缝宽为a，则 $\Delta x = a$，$\Delta p_x = p\sin\theta = p\frac{\lambda}{a}$

$$\therefore \Delta x \cdot \Delta p_x = h \text{，进而} \Delta x \cdot \Delta p_x \geq h.$$

能量和时间的不确定关系：

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h.$$

$$\left(E = (c^2p^2 + m_0^2c^4)^{\frac{1}{2}} \text{，则} \Delta E = \frac{1}{2}(c^2p^2+m_0^2c^4)^{-\frac{1}{2}} \cdot 2c^2p\Delta p \right.$$

$$= \frac{c^2p\Delta p}{E}$$

$$= \frac{p\Delta p}{m} = v\Delta p = \frac{\Delta x}{\Delta t}\Delta p$$

$$\left. \therefore \Delta E \cdot \Delta t = \Delta x \cdot \Delta p \geq h. \right)$$

⑧波函数与薛定谔方程.

自由粒子的波函数：

$$\psi(x,y,z,t) = Ae^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} = Ae^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\cdot\vec{r} - Et)}$$

自由粒子动量、能量确定，波函数是平面波.

概率密度 $|\psi|^2 = A^2$，即在空间各点出现的概率均相同。

波函数的统计诠释：描述粒子运动状态的波函数的模的平方 $|\psi(x,y,z,t)|^2$ 表示粒子在时刻t，在x,y,z附近单位体积内出现的概率（概率密度）。

波函数的条件：1° 描述微观粒子运动的波函数一般是复数函数。

2° 归一化条件：微观粒子波函数允许乘以任意常数，且 $\int|\psi|^2 d\tau = 1$.

3° 标准条件：描述微观粒子的波函数是有限、单值、连续可微的。

薛定谔方程：微观粒子在低速时，波函数满足的方程。

要求：1° 含波函数对时间的导数，且为一阶导。

2° 线性，微观粒子的态具有可叠加性。

NO.

Date

3° 满足非相对论近似下，动能动量关系：$E=\frac{1}{2m}p^2$

4° 不含能量、动量等状态参量。

推导：自由粒子波函数 $\psi(x,y,z,t)=Ae^{\frac{i}{\hbar}(p_x x+p_y y+p_z z-Et)}$

$\therefore \frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{i}{\hbar}E\psi,\quad \frac{\partial\psi}{\partial x}=\frac{i}{\hbar}p_x\psi$

$\frac{\partial\psi}{\partial y}=\frac{i}{\hbar}p_y\psi,\quad \frac{\partial\psi}{\partial z}=\frac{i}{\hbar}p_z\psi$

$\therefore \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=-\frac{p_x^2}{\hbar^2}\psi,\quad \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}=-\frac{p_y^2}{\hbar^2}\psi,\quad \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=-\frac{p_z^2}{\hbar^2}\psi$

$\therefore \nabla^2\psi=-\frac{p^2}{\hbar^2}\psi=-\frac{2mE}{\hbar^2}\psi$

$\therefore i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi$. 此方程满足条件 1°~4°.

若粒子不是自由的，粒子势能为 $U(x,y,z,t)$，则

$E=\frac{1}{2m}p^2+U$

$\therefore i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi+U\psi$，即为薛定谔方程。(※)

$(E\rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t},\quad \vec{p}\rightarrow -i\hbar\nabla)$

讨论：(1) 定域几率守恒和几率流方程.

由 $\psi^*(※)-\psi(※)^*$ 得

$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}(\psi^*\psi)=-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla\cdot(\psi^*\nabla\psi-\psi\nabla\psi^*)$

积分有 $i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\int_\tau\psi^*\psi\,d\tau=-\frac{\hbar^2}{2m}\oint_s(\psi^*\nabla\psi-\psi\nabla\psi^*)\cdot d\vec{s}$

定义几率密度 $\rho=\psi^*\psi$，几率流密度 $\vec{j}=\frac{-i\hbar}{2m}(\psi^*\nabla\psi-\psi\nabla\psi^*)$

得 $\frac{d}{dt}\int_\tau\rho\,d\tau=-\oint_s\vec{j}\cdot d\vec{s}$，或 $\frac{\partial}{\partial t}\rho+\nabla\cdot\vec{j}=0$

令 $\tau\rightarrow\infty$，由于波函数平方可积，可知右端 $\rightarrow 0$，即

$\frac{d}{dt}\int_{all\ space}\rho\,d\tau=0$

结论：低能非相对论条件下，粒子数守恒.

定态薛定谔方程：若 $U=U(\vec{r})$，则 $\psi=\varphi(\vec{r})f(t)$

有 $i\hbar\frac{1}{f(t)}\frac{\partial f(t)}{\partial t}=\frac{1}{\varphi(\vec{r})}\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\varphi(\vec{r})+U(\vec{r})\varphi(\vec{r})\right]$

分离变量
$$\begin{cases} i\hbar\frac{\partial}{\partial t}f(t)=Ef(t) \\ -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\varphi(\vec{r})+U(\vec{r})\varphi(\vec{r})=E\varphi(\vec{r}) \end{cases}$$

$\therefore f(t)=Ce^{-\frac{i}{\hbar}Et}$

$\therefore \psi(\vec{r},t)=\varphi(\vec{r})e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$

注：1° 势能不显含时间的粒子状态称为定态

$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\varphi(\vec{r})+U(\vec{r})\varphi(\vec{r})=E\varphi(\vec{r})$ 称为——

定态薛定谔方程.

定态薛定谔方程的每一个解表示粒子的一个稳定状态，且其几率密度与时间无关，能量为一确定值。

2° 一维自由运动微观粒子的波函数为

$\psi_1(x,t)=Ae^{i\frac{p}{\hbar}x}e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$ (向右传播)

$\psi_2(x,t)=Ae^{-i\frac{p}{\hbar}x}e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$ (向左传播)

3° 哈密顿量 $\hat{H}=\frac{1}{2m}\hat{p}^2+U$，其中 $\hat{p}=-i\hbar\nabla$

本征方程 $\hat{H}\varphi(\vec{r})=E\varphi(\vec{r})$，其中 E为本征值，$\varphi(\vec{r})$ 为本征函数.

薛定谔方程应用：

(1) 一维无限深方势阱.

$$U(x)=\begin{cases}0, & 0<x<a\\ \infty, & x\leq 0 \text{ 或 } x\geq a\end{cases}$$

则在 $0<x<a$ 时，$\varphi(x)=Ae^{ikx}+Be^{-ikx}$

在 $x\geq a$ 或 $x\leq 0$ 时，$\varphi(x)=0$

由连续性条件，$A+B=0$，故 $\varphi(x)=2iA\sin kx=C\sin kx$

$\varphi(a)=C\sin ka=0$，故 $k=\frac{n\pi}{a}$ $(n=1,2,3,\cdots)$

由归一化条件，$\int_0^a |C|^2\sin^2\frac{n\pi}{a}x\,dx=1$，故 $C=\sqrt{\frac{2}{a}}$

即粒子波函数 $\varphi_n(x)=\begin{cases}0 & (x\leq 0, x\geq a)\\ \sqrt{\frac{2}{a}}\sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right), & (0<x<a)\ (n=1,2,3,\cdots)\end{cases}$

讨论：1° $k^2=\frac{2mE}{\hbar^2}$，$k=\frac{n\pi}{a}$ $\Rightarrow E=\frac{\hbar^2\pi^2}{2ma^2}n^2$ $(n=1,2,3,\cdots)$

即能量是量子化的，零点能为 $E_1=\frac{\hbar^2\pi^2}{2ma^2}$，不为0.

2° $\hat{H}=\frac{1}{2m}\hat{p}^2+U$ 的本征函数是正交函数.

3° 不存在 C, s.t. $\hat{x}\varphi_n=C\varphi_n$，即 $\hat{x}$ 无本征值.

其平均值 $\langle x\rangle=\int_0^a\varphi_n^* x\varphi_n dx=\frac{2}{a}\int_0^a x\sin^2\left(\frac{n\pi x}{a}\right)dx=\frac{a}{2}$

4° 不存在 C, s.t. $\hat{p}_x\varphi_n=C\varphi_n$，即 $\hat{p}_x$ 无本征值.

其平均值 $\langle p_x\rangle=\int_0^a\varphi_n^*\hat{p}_x\varphi_n dx=-\frac{2}{a}\int_0^a\left(\sin\frac{n\pi x}{a}\right)\frac{i\hbar}{2\pi}\frac{d}{dx}\left(\sin\frac{n\pi x}{a}\right)dx$
$=0$

$5°$ $\hat{p}_x^2\varphi_n = -\frac{h^2}{4\pi^2}\frac{d^2}{dx^2}\left[\sqrt{\frac{2}{a}}\sin\frac{n\pi x}{a}\right]$

$= \frac{h^2}{4\pi^2}\sqrt{\frac{2}{a}}\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2\sin\frac{n\pi x}{a}$

$= \frac{n^2h^2}{4a^2}\varphi_n$

$\therefore p_x^2 = \frac{n^2h^2}{4a^2}$，即 $\hat{p}_x^2$ 的本征值为 $\frac{n^2h^2}{4a^2}$，故其平均值也是它.

故 $E=T+V=\frac{1}{2m}p_x^2=\frac{n^2h^2}{8ma^2}$

(2) 三维无限深方势阱

$$U(x,y,z)=\begin{cases}0, & 0<x<a \text{ 且 } 0<y<b, \text{ 且 } 0<z<c.\\ \infty, & \text{其它地方}\end{cases}$$

令 $\psi = X(x)Y(y)Z(z)$，则

$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi = E\psi$，

分离变量
$$\begin{cases}-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}X(x) = E_x X(x)\\ -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dy^2}Y(y) = E_y Y(y)\\ -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2}Z(z) = E_z Z(z)\end{cases}$$

$\therefore \psi(x,y,z)=\sqrt{\frac{8}{abc}}\sin\frac{n_x\pi x}{a}\sin\frac{n_y\pi y}{b}\sin\frac{n_z\pi z}{c}$ $(n_x,n_y,n_z=1,2,3,\cdots)$

$E=E_x+E_y+E_z=\frac{h^2}{8m}\left(\frac{n_x^2}{a^2}+\frac{n_y^2}{b^2}+\frac{n_z^2}{c^2}\right)$

其中三个量子数 n_x,n_y,n_z 相互独立。

$(a=b=c)$ 时出现能级的简并，如 $\psi_{2,1,1}$，$\psi_{1,2,1}$，$\psi_{1,1,2}$ 能量相同

对应原理：当 n,m,a 很大时，$\Delta E\to 0$，量子效应不明显，能量可视为连续变化。

(3) 一维谐振子

振子势能 $U=\frac{1}{2}m\omega^2x^2$

则定态薛定谔方程为 $-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\varphi(x)+\frac{1}{2}m\omega^2x^2\varphi(x)=E\varphi(x)$

有 $E_\nu=\left(\frac{1}{2}+\nu\right)h\nu_0$，$\nu=0,1,2,\cdots$，$\nu_0=\frac{\omega}{2\pi}$

$\psi_\nu(\xi)=N_\nu H_\nu(\xi)\exp(-\xi^2/2)$

(4) 隧穿效应

势能 $U(x)=\begin{cases}0, & x\le 0 \text{ 和 } x\ge a\\ U_0, & 0<x<a.\end{cases}$

在 $x\le 0$ 时，$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\varphi_1(x) = E\varphi_1(x)$

在 $0<x<a$ 时，$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\varphi_2(x) + U_0\varphi_2(x) = E\varphi_2(x)$

在 $x\ge a$ 时，$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\varphi_3(x) = E\varphi_3(x)$

$$\therefore \begin{cases} \varphi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \\ \varphi_2 = A_2 e^{k_2 x} + B_2 e^{-k_2 x} \\ \varphi_3 = A_3 e^{ik_1 x} + B_3 e^{-ik_1 x} \end{cases}$$

其中 $k_1 = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$，$k_2 = \sqrt{\frac{2m(U_0-E)}{\hbar^2}}$

φ_1: $A_1 e^{ikx}$ 为入射波，$B_1 e^{-ik_1 x}$ 为反射波。

φ_2: 不具有波的性质

φ_3: $A_3 e^{ik_1 x}$ 为透射波，$B_3 = 0$.

结论：在势垒内部粒子出现几率不为零，且粒子可以穿过势垒。

粒子在总能量 E 小于势垒高度时仍能贯穿势垒的效应称为为隧道效应。

贯穿系数：

✓

$$D \equiv \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = \frac{16E(U_0-E)}{U_0^2} e^{-\frac{2a}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-E)}}$$

$\Delta x = a$ 很小时，由不确定关系 Δp 和 ΔE 很大，在 $\Delta E > U_0 - E$ 时隧穿。

NO.

Date