

東大物理工学科 2014

21B00817 鈴木泰雅,¹

第一問

[1]

$$\int r^2 \rho dm = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi a^3} \int_{-a}^a \int_0^\pi \int_0^{\sqrt{r^2-z^2}} ((a^2-x^2)xdx)d\theta dz \quad (1)$$

$$= \frac{2}{5}ma^2 \quad (2)$$

となる.

[2]

滑らないという条件から,

$$v' = -a\omega' \quad (3)$$

となる.

[3]

線形運動量と角運動量の保存より

$$mv' - o = P, \quad aP = \frac{2}{5}ma^2(\omega' - \omega) \quad (4)$$

であり, これを解いて

$$\omega' = \frac{2}{7}\omega \quad (5)$$

[4]

線形運動量と角運動量の保存より

$$P_n = mv_n - mv_{n-1}, \quad P_n a = \frac{2}{5}ma^2(\omega_n - \omega_{n-1}) \quad (6)$$

である. よって,

$$I(\omega_n - \omega_{n-1}) - a(mv_n - mv_{n-1}) = 0, \quad \therefore (I\omega_n - amv_n) = (I\omega_{n-1} - amv_{n-1}) \quad (7)$$

よって,

$$(I\omega_n - amv_n) = (I\omega_{n-1} - amv_{n-1}) = \cdots (I\omega_0 - amv_0) = \text{Const} \quad (8)$$

より,

$$l = I\omega_n - amv_n = \text{Const} \quad (9)$$

[5]

反発が終わった直後では,

$$\omega_f = \frac{v_f}{a} \quad (10)$$

の関係が成立するため,

$$l = I \frac{v_f}{a} - mav_f, \quad \therefore v_f = \frac{5l}{3ma} \quad (11)$$

である.

また, $v_f = 0$ のとき, $l = 0$ であるため,

$$I\omega_0 - mav_0 = 0, \quad \therefore \frac{2}{5}ma\omega_0 = mv_0 \quad (12)$$

第二問

[1]

電場の大きさはガウスの法則より

$$E(r) \cdot 2\pi r l = \frac{1}{\epsilon_0} \lambda l, \quad \therefore E(r) = \frac{\lambda}{2\pi r \epsilon_0} \quad (13)$$

である。また、電位は

$$\phi(r) - \phi(r_0) = \phi(r) = - \int_{r_0}^r E(r) dr = - \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0} \log \frac{r}{r_0} \quad (14)$$

[2]

上記の表式から見て分かるように、ポテンシャルは、線素からの距離 r のみしか依存しない。また、重ね合わせの原理から

$$\phi = \phi_\lambda + \phi_{-\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0} \left(- \log \frac{\sqrt{a^2 + r^2 - 2ar \cos \theta}}{r_0} + \log \frac{\sqrt{b^2 + r^2 - 2br \cos \theta}}{r_0} \right) \quad (15)$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi \epsilon_0} \log \left(\frac{b^2 + r^2 - 2br \cos \theta}{a^2 + r^2 - 2ar \cos \theta} \right) \quad (16)$$

[3]

必要条件であるため、代入して一定になることを確かめるだけでは十分ではない。逆を示す必要がある。 ϕ が $r = R$ で θ の依存性がない時、

$$D^2 + R^2 - 2DR \cos \theta = C(d^2 + R^2 - 2dR \cos \theta), \quad \therefore d^2 [C^2 + C(-1 - (R/d)^2) + (R/d)^2] + 2R \cos \theta (Cd - D) = 0$$

であり。これが恒等的に成立するための条件は

$$C = \frac{D}{d}, C = (R/d)^2, 1 \quad \therefore D = \frac{R^2}{d}, d \quad (17)$$

であり、 $D \neq d$ であるため、

$$D = \frac{R^2}{d} \quad (18)$$

となる。

[4]

これをもとに計算すると

$$\sigma(\theta) = \frac{\lambda}{4\pi} \left(-\frac{2}{R} \right) \frac{1 - (d/R)^2}{1 - 2(d/R) \cos \theta + (d/R)^2} \quad (19)$$

である。

[5]

球面上で積分すると

$$\int \sigma(\theta) dS = \int_{-\pi}^{\pi} \sigma(\theta) R d\theta = \frac{\lambda}{4\pi} \left(-\frac{2}{R} \right) R \int_{-\pi}^{\pi} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (d/R)^n \cos(n\theta) \right] d\theta \quad (20)$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi} (-2/R) R 2\pi = -\lambda \quad (21)$$

よって示せた。

[6]

σ_2 の位置は $\theta = \pi/2 - \psi$ であり, まとめると

$$\sigma_1 : \theta = -\psi \quad (22)$$

$$\sigma_2 : \theta = \pi/2 - \psi \quad (23)$$

$$\sigma_3 : \theta = \pi - \psi \quad (24)$$

$$\sigma_4 : \theta = 3\pi/2 - \psi \quad (25)$$

であり, $\cos(\theta + \pi) = -\cos \theta$ であり,

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = \frac{1 + 2(d/R) \cos \psi + (d/R)^2}{1 - 2(d/R) \cos \psi + (d/R)^2} \sim \frac{1 + 2(d/R) \cos \psi}{1 - 2(d/R) \cos \psi}, \quad \therefore d \cos \psi = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 + \sigma_3} \frac{1}{2} R \quad (26)$$

となる. また, 同様にして

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_4} = \frac{1 + 2(d/R) \sin \psi + (d/R)^2}{1 - 2(d/R) \sin \psi + (d/R)^2} \quad \therefore d \sin \psi = \frac{\sigma_2 - \sigma_4}{\sigma_2 + \sigma_4} \frac{1}{2} R \quad (27)$$

よって,

$$(x_0, y_0) = \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 + \sigma_3} \frac{1}{2} R, \frac{\sigma_2 - \sigma_4}{\sigma_2 + \sigma_4} \frac{1}{2} R \right) \quad (28)$$

第三問

[1]

$$\psi_S : J, \quad \psi_A : -J \quad (29)$$

である。シュレディンガー方程式は

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} + U(x)\right) \psi(x) = E\psi(x) \quad (30)$$

であり、波動関数は ψ_S は二つの極値は上に凸、一方、 ψ_A は上下それぞれに凸であるため。

[2]

波動関数は実関数であるため、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_L^*(x) \psi_R(x) dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\psi_S^* + \psi_A^*) (\psi_S - \psi_A) dx \quad (31)$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\psi_S^2 - \psi_A^2 + \psi_A \psi_S - \psi_S \psi_A) dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\psi_S^2 - \psi_A^2) dx \quad (32)$$

ここでグラフより

$$\psi_S^2 - \psi_A^2 = 0 \quad (33)$$

より、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_L^*(x) \psi_R(x) dx = 0 \quad (34)$$

であるため直交している。

また、

$$H\psi_L(x) = J\psi_R(x), \quad H\psi_R(x) = J\psi_L(x) \quad (35)$$

であり、

$$|\psi_L\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad |\psi_R\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (36)$$

とすると、

$$H = J \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} = J\sigma_x \quad (37)$$

[3]

$$|\psi(t)\rangle = \exp\left(-i\frac{J\sigma_x}{\hbar}t\right) |\psi_L\rangle = (\cos(Jt/\hbar)\sigma_I - i\sin(Jt/\hbar)\sigma_X) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (38)$$

$$= \begin{bmatrix} \cos(Jt/\hbar) & -i\sin(Jt/\hbar) \\ -i\sin(Jt/\hbar) & \cos(Jt/\hbar) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (39)$$

$$= \begin{bmatrix} \cos(Jt/\hbar) \\ -i\sin(Jt/\hbar) \end{bmatrix} \quad (40)$$

となり、確率は

$$|\langle\psi_R|\psi(t)\rangle|^2 = \sin^2(Jt/\hbar) \quad (41)$$

[4]