

第 1 题 虹盘天穹

人们看到的彩虹是在空气中的水珠内被反射过的光. 定义 k 级虹为在空气中的水珠内经历过 $k - 1$ 次反射的光产生的彩虹. 在中国古代, 人们将二级虹称为虹, 而将三级虹称为霓.

在春分日的正午于北纬 α 处下了一场雨. 雨后空气中均匀且密集地分布着球形小水珠, 于是此地的观察者在天球上观察到了彩虹.

地平坐标系是一种天球坐标系统, 以观测者所在地为中心点, 所在地的地平线为基础平面. 在地平坐标系中, 用高度角 (地平纬度) θ 和方位角 (地平经度) φ 来指定天球上的点, 其中方位角以正北开始向东测量.

(1) 某色光在水中的折射率为 n . 求天球上 k 级虹中该颜色的曲线在地平坐标系中的方程.

(2) 可见光在水中的折射率的范围为 $[n, n + \Delta n]$, 其中 $\Delta n \ll n$. 求 k 级虹在天顶 (天球的上半部分) 上占据的立体角, 保留到关于 Δn 的一阶小量.

(3) 考虑到在观察者眼中, 太阳绕地球以角速度 ω 自东向西旋转, 求 k 级虹的在水中折射率为 n 的颜色的曲线上的在天球上具有最大高度角的点的方位角的变化率 (注意正负号).

第 2 题 Magdeburg 季球

如图 1 所示, 将 4 个相同的刚性的轻质的内角为 $\frac{2\pi}{3}$ 的等边球面三角形拼成一个半径为 R 的球面. 将球内抽成真空, 放置在具有压强 p 的大气中. 在其中两个等边球面三角形的中心施加方向相反的大小为 T 的拉力, 球静力平衡. 为简化问题, 假定等边球面三角形之间的弹力集中在接壤处上的某点. 逐渐增大 T , 求使得球恰好被拉开时的 T (可不解出过于复杂的代数方程).

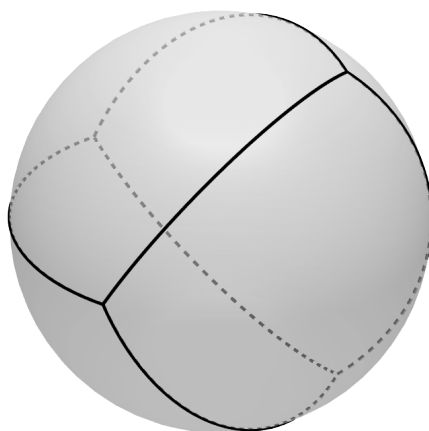


图 1

第 3 题 杆上产熵

均匀细杆的两端分别与恒温热源接触, 其余部分绝热. 因为温度梯度导致的热传导, 杆上存在着热流和熵增.

(1) 若热流符合 Fourier 热传导定律 $J = -\kappa \nabla T$, 求使得体系 (包括杆和两个热源) 的熵的变化率最小的杆的温度分布.

(2) 若热流符合线性唯象律 $J = L \nabla \frac{1}{T}$, 求使得体系的熵的变化率最小的杆的温度分布, 并说明此时杆达到非平衡定态 (各处的温度不会再随时间改变).

(3) 若热流符合某种热传导定律 $J = \nabla \varphi(T)$, 使得体系的熵的变化率最小的杆的温度分布为线性函数 (温度梯度为常数), 求 φ 的形式.

提示: 带有固定边界条件 $y(a) = y_1, y(b) = y_2$ 的变分问题 $\delta \int_a^b \mathcal{L}(y, y', x) dx = 0$ 的解由 Euler-Lagrange 方程 $\frac{d}{dx} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y'} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y} = 0$ 给出.

第 4 题 门外有坏人

门与地面垂直. 门上高度为 h 处铰接一根长度为 $l > h$ 的质量为 m 的均匀硬杆. 杆可以在垂直于门的平面内无摩擦地转动. 把杆的自由端放在地上. 杆与地面的静摩擦系数为 μ .

(1) 若无论对门施加多大的力都无法推动杆, 求 $\frac{h}{l}$ 的范围.

(2) 接上问, 若对门施加的推力为 P , 求杆上距离铰链 ξl 处的内部作用力的大小和方向角的正切值以及内部作用力矩的大小.

第 5 题 进退两难的死飞

死飞车是后轮与脚蹬永远处于联动状态的自行车. 图 2 是死飞车的驱动装置简易图. 自行车飞轮半径为 r_1 , 链轮半径为 r_2 , 后轮半径为 R_1 , 曲柄长度为 R_2 . 规定极轴从飞轮圆心指向链轮圆心. 飞轮圆心到链轮圆心的距离为 d . 曲柄和极轴的夹角为 θ_2 . 用绳子连接后轮上 θ_1 处和脚蹬. 求缩短绳子能使自行车前进的条件.

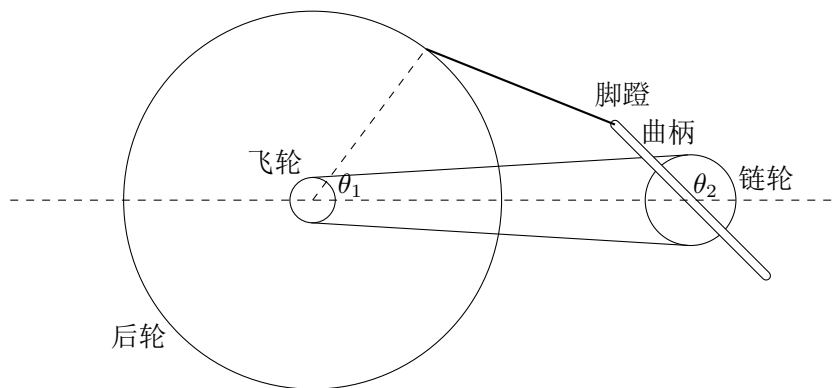


图 2

第 6 题 容感串并

考虑电容 C 和电感 L . 令元件 A 为 C 与 L 串联, 元件 B 为 C 与 L 并联. 将 A 与 B 并联接在圆频率恒定为 ω 的理想交流电源上.

(1) 求通过 A 与 B 的交变电流的相位差.

(2) 为 A 和 B 分别串联电阻 R_A 和 R_B , 使得通过 A 与 B 的交变电流的相位差为 $-\frac{\pi}{2}$. 若能做到这一点,

求 ω 的取值范围.

(3) 接上问, 求 $R_A + R_B$ 的最小值, 并证明当它取到最小值时通过 A 与 B 的交变电流的幅值的倒数平方和也取最小值.

第 7 题 粒子束衰变

A 粒子的质量为 M , 能衰变为两个全同的质量为 m 的 B 粒子, 且衰变产生的 B 粒子的出射方向在质心系中是均匀分布的. A 粒子的平均寿命为 τ . (本题可以不写出解析解, 而保留积分, 求导, 求反函数等操作.)

(1) A 粒子以高速 v 运动时发生了衰变, 求产生的 B 粒子的运动方向与原 A 粒子的运动方向的夹角 θ 的概率分布函数. 注意: 该分布应当被归一化, 使其在 $[0, \pi]$ 上的积分为 2.

(2) 大量 A 粒子从原点以高速 v 沿 z 轴正方向射出. 建立柱坐标系 (z, ρ, φ) . 在 ρ 柱面上建造 B 粒子探测器. 求足够长的时间之后探测器上探测到的 B 粒子的 z 坐标的分布. 注意: 该分布应当被归一化, 使其在 $[0, \pi]$ 上的积分为 2.

第 8 题 极性陀螺

有一个球陀螺, 绕任意过质心的轴转动的转动惯量为 J . 其不均匀带电, 可视作电偶极子 \mathbf{p} . 空间中有电场 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 和磁场 $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$. 陀螺的质心的位置也记作 \mathbf{r} . 陀螺的角速度记作 $\boldsymbol{\omega}$.

(1) 求关于 $\mathbf{r}, \mathbf{p}, \boldsymbol{\omega}$ 的微分方程, 原则上应能由写出的微分方程和初始条件完全解出它们随时间的关系.

(2) 设 $\mathbf{E} = J\mathbf{e}$, $\mathbf{B} = \mathbf{b}$ 为恒定均匀场, 且陀螺被束缚而无法平动. 初始条件 $\boldsymbol{\omega}(0) = \mathbf{w}$, $\mathbf{p}(0) = \mathbf{s}$. 对于很小的 $|t|$ 求解 $\boldsymbol{\omega}$ 与 t 的关系, 精确到 $O(t^4)$.

参考答案

第 1 题 虹盘天穹

(1) 考虑一条被水珠折射的光线. 因为球表面的法线过球心, 所以光线所在平面过球心. 光路如图 3 所示.

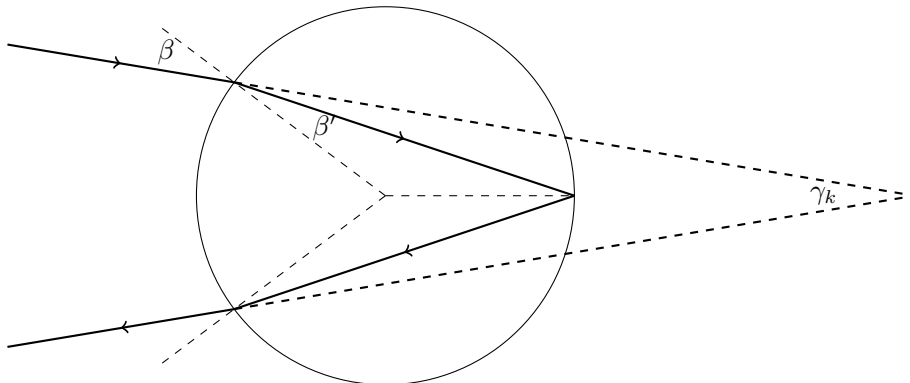


图 3

设该光线以入射角 β 射入水珠, 从而折射角

$$\beta' = \arcsin \frac{\sin \beta}{n}. \quad (1)$$

每次折射会造成偏转角 $\beta - \beta'$, 每次在水珠内反射会造成偏转角 $\pi - 2\beta'$. 总共经历了 2 次折射和 $k - 1$ 次反射, 所以总偏转角

$$\pi - \gamma_k = 2(\beta - \beta') + (k - 1)(\pi - 2\beta'), \quad (2)$$

即入射光线和出射光线的夹角

$$\gamma_k = (2 - k)\pi - 2\beta + 2k \arcsin \frac{\sin \beta}{n}. \quad (3)$$

设入射光强按 β 的分布为 $I(\beta) d\beta$. 显然 $I(\beta)$ 没有奇点. 但是, 出射光强按 γ_k 的分布 $I(\beta) \frac{\partial \beta}{\partial \gamma_k} d\gamma_k$ 可能存在奇点 $\beta = \beta_k$, 即

$$\left. \frac{\partial \gamma_k}{\partial \beta} \right|_{\beta=\beta_k} = -2 + 2k \frac{\frac{\cos \beta_k}{n}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \beta_k}{n^2}}} = 0. \quad (4)$$

解得

$$\beta_k = \arcsin \sqrt{\frac{k^2 - n^2}{k^2 - 1}}. \quad (5)$$

将式 5 代入式 3 可得

$$\gamma_k = (2 - k)\pi - 2 \arcsin \sqrt{\frac{k^2 - n^2}{k^2 - 1}} + 2k \arcsin \left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{k^2 - n^2}{k^2 - 1}} \right). \quad (6)$$

在 $\beta = \beta_k$ 处光强发散至无穷大, 因此天球上呈现的曲线就来自于以这一角度入射的光线.

即, 若正好背对着太阳看, k 级虹为视角为 $2\gamma_k$ 的圆, 如图 4 所示. 若以阳光传播的方向为 x' 轴, 以观察者的位置为原点, 则 k 级虹的曲线方程为

$$\begin{cases} y'^2 + z'^2 = \sin^2 \gamma_k, \\ x' = \cos \gamma_k. \end{cases} \quad (7)$$

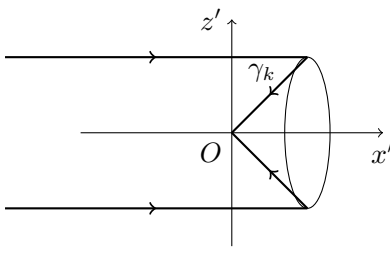


图 4

以向北为 x 轴, 向东为 y 轴 (左手系). 由如图 5 所示的几何关系, 可得 $Oxyz$ 系与 $Ox'y'z'$ 系间的变换关系

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \alpha & 0 & -\cos \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}. \quad (8)$$

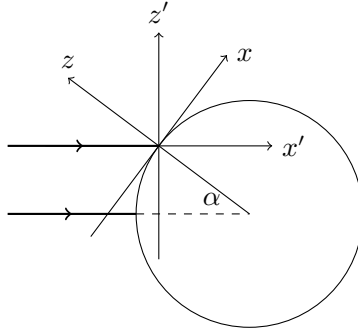


图 5

将式 8 代入式 7 可得新的曲线方程

$$\begin{cases} y^2 + (x \cos \alpha + z \sin \alpha)^2 = \sin^2 \gamma_k, \\ x \sin \alpha - z \cos \alpha = \cos \gamma_k. \end{cases} \quad (9)$$

考虑到地平坐标系的定义, 我们有变换

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \varphi \\ \cos \theta \sin \varphi \\ \sin \theta \end{bmatrix}. \quad (10)$$

将式 10 代入式 9 可得地平坐标系中 k 级虹的曲线方程

$$\begin{cases} \cos^2 \theta \sin^2 \varphi + (\cos \theta \cos \varphi \cos \alpha + \sin \theta \sin \alpha)^2 = \sin^2 \gamma_k, \\ \cos \theta \cos \varphi \sin \alpha - \sin \theta \cos \alpha = \cos \gamma_k. \end{cases} \quad (11)$$

但是注意到式 11 中的两式可以相互推出 (这源于球坐标自带球面约束而导致的坐标数量的减少), 实际上可以简化为一个式子

$$\cos \theta \cos \varphi \sin \alpha - \sin \theta \cos \alpha = \cos \gamma_k. \quad (12)$$

式 12 和式 6 给出了答案.

(2) 需要求出式 12 所描述的曲线上使得 $\theta > 0$ (即在天顶上) 的部分 (圆弧) 的长度占整条曲线 (圆) 的比例 r . 为此, 将

$$\theta = 0 \quad (13)$$

代入式 12, 得

$$\cos \varphi = \frac{\cos \gamma_k}{\sin \alpha}. \quad (14)$$

1. 对于 $|\sin \alpha| < |\cos \gamma_k|$, 式 14 无解. 从而 k 级虹与地平线没有交点, 即人们能看到完整的圆形虹 ($r = 1$) 或完全看不到虹 ($r = 0$). 经过简单分析可得, 这种情形下, 对于 $\cos \gamma_k > 0$, 有 $r = 0$; 对于 $\cos \gamma_k < 0$, 有 $r = 1$.

2. 对于 $|\sin \alpha| > |\cos \gamma_k|$, 式 14 的解 (在模 2π 下) 为

$$\varphi = \pm \arccos \frac{\cos \gamma_k}{\sin \alpha}. \quad (15)$$

将式 13 和式 15 代入式 10 可得 k 级虹与地平线的交点为 $\left(\frac{\cos \gamma_k}{\sin \alpha}, \pm \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \gamma_k}{\sin^2 \alpha}}, 0 \right)$. 即, k 级虹被地平线所截弦所对的圆心角为

$$\psi = 2 \arcsin \frac{\sqrt{1 - \frac{\cos^2 \gamma_k}{\sin^2 \alpha}}}{|\sin \gamma_k|}. \quad (16)$$

经过简单分析可得, 在这种情况下, 对于 $\cos \gamma_k > 0$, 有 $r = \frac{\psi}{2\pi}$; 对于 $\cos \gamma_k < 0$, 有 $r = 1 - \frac{\psi}{2\pi}$.

注意到 Δn 为小量, 故由式 6 有

$$\Delta \gamma_k = \frac{\partial \gamma_k}{\partial n} \Delta n = -\frac{2\Delta n}{n} \sqrt{\frac{k^2 - n^2}{n^2 - 1}}. \quad (17)$$

从而利用式 17 易得答案

$$\Omega = r \cdot 2\pi |\sin \gamma_k \cdot \Delta \gamma_k| = 4\pi r |\sin \gamma_k| \frac{\Delta n}{n} \sqrt{\frac{k^2 - n^2}{n^2 - 1}}, \quad (18)$$

其中

$$r = \begin{cases} 0, & |\sin \alpha| < |\cos \gamma_k|, \cos \gamma_k > 0 \\ 1, & |\sin \alpha| < |\cos \gamma_k|, \cos \gamma_k < 0 \\ \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{\sqrt{1 - \frac{\cos^2 \gamma_k}{\sin^2 \alpha}}}{|\sin \gamma_k|}, & |\sin \alpha| > |\cos \gamma_k|, \cos \gamma_k > 0 \\ 1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{\sqrt{1 - \frac{\cos^2 \gamma_k}{\sin^2 \alpha}}}{|\sin \gamma_k|}, & |\sin \alpha| > |\cos \gamma_k|, \cos \gamma_k < 0 \end{cases} \quad (19)$$

γ_k 由式 6 给出.

(3) 显然 k 级虹上具有最大高度角的点的方位角与太阳的方位角相同或者相差 π , 因此 k 级虹上具有最大高度角的点的方位角的变化率等同于太阳的方位角的变化率.

在春分日 $\frac{\eta + \pi}{2\pi} \cdot 24$ 时 (24 小时制) 时刻, 以阳光传播的方向为 x' 轴, 以平行于地球自转轴向北为 z' 轴, 建立 $Ox'y'z'$ 左手系. 以地平线为 xy 平面, 以正北为 x 轴, 以正东为 y 轴, 建立 $Oxyz$ 左手系. 由几何关系可知, 在 $Ox'y'z'$ 坐标系中, y 方向的单位矢量为

$$\mathbf{y} = \begin{bmatrix} \sin \eta \\ \cos \eta \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (20)$$

x 方向的单位矢量为

$$\mathbf{x} = \begin{bmatrix} \sin \alpha \cos \eta \\ -\sin \alpha \sin \eta \\ \cos \alpha \end{bmatrix}. \quad (21)$$

从而可得 x' 方向的单位矢量在 y 方向的分量为 $\sin \eta$, 而其在 x 方向的分量为 $\sin \alpha \cos \eta$. 这两个分量的比值为太阳的方位角的正切值, 即

$$\varphi^* = \arctan \frac{\sin \eta}{\sin \alpha \cos \eta}. \quad (22)$$

将其对时间求导并代入 $\eta = 0$, 考虑到 $\dot{\eta} = \omega$, 有

$$\dot{\varphi}^*|_{\eta=0} = \frac{\omega}{\sin \alpha}. \quad (23)$$

这一结果意味着在北半球上看到的南方的 k 级虹和在南半球上看到的北方的 k 级虹会向西移动, 而在北半球上看到的北方的 k 级虹和在南半球上看到的南方的 k 级虹会向东移动.

第 2 题 Magdeburg 季球

(采用记号 $\langle \mathbf{v} \rangle$ 表示沿 \mathbf{v} 的单位向量.)

令该立体几何图形上的四个重要交点 A, B, C, D 的位置向量分别为 $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{d}$. 将它们对称地放在 xyz 坐标空间的第一, 三, 六, 八卦限, 可以容易地写出它们的坐标

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} \mathbf{a} & \mathbf{b} & \mathbf{c} & \mathbf{d} \end{bmatrix} = \frac{R}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & -1 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

(即从正立方体的八个顶点中选取四个成为正四面体的顶点).

定义 $x_1y_1z_1$ 坐标空间以 $\mathbf{a} - \mathbf{b}$ 为 y_1 轴正方向, 以 $\mathbf{d} - \mathbf{c}$ 为 x_1 轴正方向. 显然从 xyz 到 $x_1y_1z_1$ 的变换是正交变换

$$\mathbf{Q}_1 = \begin{bmatrix} \langle \mathbf{d} - \mathbf{c} \rangle^T \\ \langle \mathbf{a} - \mathbf{b} \rangle^T \\ \langle (\mathbf{d} - \mathbf{c}) \times (\mathbf{a} - \mathbf{b}) \rangle^T \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

于是

$$\mathbf{P}_1 = \mathbf{Q}_1 \mathbf{P} = \frac{R}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\sqrt{2} & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & -\sqrt{2} & 0 & 0 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

定义 $x_2y_2z_2$ 坐标空间以 $-\mathbf{d}$ 为 z_2 轴正方向, 以 $\mathbf{b} - \mathbf{c}$ 为 y_2 轴正方向. 显然从 xyz 到 $x_2y_2z_2$ 的变换是正交变换

$$\mathbf{Q}_2 = \begin{bmatrix} \langle \mathbf{d} \times (\mathbf{b} - \mathbf{c}) \rangle^T \\ \langle \mathbf{b} - \mathbf{c} \rangle^T \\ \langle -\mathbf{d} \rangle^T \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{bmatrix} -2 & -1 & -1 \\ 0 & -\sqrt{3} & \sqrt{3} \\ -\sqrt{2} & \sqrt{2} & \sqrt{2} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

于是

$$\mathbf{P}_2 = \mathbf{Q}_2 \mathbf{P} = \frac{R}{3} \begin{bmatrix} -2\sqrt{2} & \sqrt{2} & \sqrt{2} & 0 \\ 0 & \sqrt{6} & -\sqrt{6} & 0 \\ 1 & 1 & 1 & -3 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

在 $x_2y_2z_2$ 系中, 等边球面三角形 ABC (记为 Σ) 的中心刚好在 $(0, 0, R)$ 处 (因为 D 在 z_2 轴上, 而 Σ 刚好在 D 的对面). 由对称性, Σ 上受到的大气压力沿 z_2 轴负方向. 因此在积分时, 只需要考虑 z_2 方向的分力. 又由于球面上的法线是过球心的, 所以对于球面上 $z_2 > 0$ 的点, 面微元 dS 受到的压力的 z_2 方向分力的大小为 $\frac{2}{3}pdS$. 又由于 Σ 的对称性, 我们将它切成相同的 6 份. 令 $\Sigma_{1/6}$ 为 Σ 上被 x_2z_2 平面和 \mathbf{b}_2 所在的竖直平面所截的区域. 由于对称性, 在 Σ 上的积分相当于 6 倍的 $\Sigma_{1/6}$ 上的积分. 考虑 $\Sigma_{1/6}$ 上的积分会比较方便, 因为由 Σ 关于 x_2z_2 平面的对称性可知, $\Sigma_{1/6}$ 的弧形边界在 x_2y_2 平面上的投影可以用椭圆的标准方程描述.

接下来求 $\Sigma_{1/6}$ 的弧形边界在 x_2y_2 平面上的投影的方程. 显然 $\Sigma_{1/6}$ 的弧形边界的端点在 \mathbf{b}_2 和 $R(\mathbf{b}_2 + \mathbf{c}_2)$. 即, 该标准椭圆过 x_2y_2 平面上的点 $\left(\frac{\sqrt{2}}{3}R, \frac{\sqrt{6}}{3}R\right)$ 和点 $\left(\frac{\sqrt{6}}{3}R, 0\right)$. 于是可得椭圆的方程

$$\frac{x_2^2}{2/3} + y_2^2 = R^2. \quad (6)$$

又, 可以容易地得到 $\Sigma_{1/6}$ 的两条直线边界在 x_2y_2 平面上的投影为

$$y_2 = 0 \quad (7)$$

和

$$y_2 = \sqrt{3}x_2. \quad (8)$$

最后, 再计算一下面微元 dS 的大小. 注意到上半球面的方程为 $z_2 = \sqrt{R^2 - x_2^2 - y_2^2}$, 于是可计算得

$$dS = \sqrt{\left(\frac{\partial z_2}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial z_2}{\partial y_2}\right)^2 + 1} dx_2 dy_2 = \frac{R}{z_2} dx_2 dy_2. \quad (9)$$

于是可以计算积分

$$F = \iint_{\Sigma} \frac{z_2}{R} p dS = \frac{6p}{R} \iint_{\Sigma_{1/6}} z_2 dS = \frac{6p}{R} \int_{y_2=0}^{\frac{\sqrt{6}}{3}R} \int_{x_2=\frac{y_2}{\sqrt{3}}}^{\sqrt{\frac{2}{3}(R^2-y_2^2)}} z_2 \cdot \frac{R}{z_2} dx_2 dy_2 = pR^2 \sqrt{6} \arcsin \sqrt{\frac{2}{3}}. \quad (10)$$

接下来在 $x_1y_1z_1$ 系中对各个等边球面三角形进行受力分析. 假设拉力作用在等边球面三角形 ABC 的中心和等边球面三角形 ABD 的中心. 为了使球整体力矩平衡, 显然作用在 ABC 上的拉力沿 x_1 轴负方向, 而作用在 ABD 上的拉力沿 x_1 轴正方向.

等边球面三角形两两之间存在压力, 由题目中的假设可知压力等效作用于接壤处 (缝) 上某点, 且压力的方向同时垂直于在等效作用点处的缝的切线和球面的法线.

缝 AB 上的压力 N_1 显然作用在弧 AB 的中点. 缝 CD 上的压力 N_3 显然作用在弧 CD 的中点. 由对称性, 缝 AC, AD, BC, BD 上的压力大小相同 (都设为 N_2), 作用点的 z_1 坐标相同, 但无法容易地确定作用点的位置.

作用在等边球面三角形上的大气压力的大小已经被求出, 作用点仍无法容易地被得到. 但由对称性, 大气压力的作用线是等边球面三角形中心处的法线.

等边球面三角形 ABD 上受到的大气压力为

$$\mathbf{F}_{ABD} = F \langle \mathbf{c}_1 \rangle = -\frac{F}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} \sqrt{2} & 0 & 1 \end{bmatrix}^T. \quad (11)$$

ABD 受到的来自 ABC 的压力为

$$\mathbf{N}_{1,ABD} = \begin{bmatrix} N_1 & 0 & 0 \end{bmatrix}^T. \quad (12)$$

ABD 受到的来自 BCD 和 ACD 的压力的合力为

$$\mathbf{N}_{2,ABD} = \begin{bmatrix} 2N_{2,x_1} & 0 & 2N_{2,z_1} \end{bmatrix}^T \quad (13)$$

于是由 ABD 在 z_1 方向的受力平衡可得

$$2N_{2,z_1} - \frac{F}{\sqrt{3}} = 0. \quad (14)$$

由 ABD 在 x_1 方向的受力平衡可得

$$N_1 + 2N_{2,x_1} + T - \frac{\sqrt{6}}{3}F = 0. \quad (15)$$

令 G 为 $\mathbf{N}_{1,ABD}$ 的作用线和 \mathbf{F}_{ABD} 的作用线的交点. 该交点显然存在, 且它的坐标为

$$\mathbf{g} = R \begin{bmatrix} \sqrt{2} & 0 & 1 \end{bmatrix}^T \quad (16)$$

设 $\mathbf{N}_{2,ABD}$ 的作用点为 $R \begin{bmatrix} \xi & \eta & \zeta \end{bmatrix}^T$, 并注意到 \mathbf{T}_{ABD} 的作用点在 $-R \langle \mathbf{c} \rangle$, 则 ABD 对 \mathbf{g} 的在 y_1 方向力矩平衡给出

$$\left(\sqrt{2} - \xi\right) \cdot 2N_{2,z_1} - (1 - \eta) \cdot 2N_{2,x_1} - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right) \cdot T = 0. \quad (17)$$

接下来将弧 BD 表示为参数方程. 令 $\alpha = \angle BOD$, 则易得

$$\cos \alpha = -\frac{1}{\sqrt{3}}, \quad \sin \alpha = \sqrt{\frac{2}{3}}. \quad (18)$$

因为弧 BD 是圆心在原点的圆弧, 容易得到它的参数方程为

$$R \begin{bmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{bmatrix} = \mathbf{b}_1 \cos t + \frac{\mathbf{d}_1 - \mathbf{b}_1 \cos \alpha}{\sin \alpha} \sin t, \quad t \in [0, \alpha] \quad (19)$$

(得到它的方法是在 \mathbf{b}_1 和 $\mathbf{d}_1 - \mathbf{b}_1 \cos \alpha$ 张成的平面内以这两个向量为基写出圆的参数方程). 将它对 t 求导可得弧 BD 上的切向量. 于是 $\mathbf{N}_{2, \text{BD}}$ 与弧 BD 上的切向量垂直的条件可写为

$$\begin{bmatrix} N_{2, x_1} & N_{2, y_1} & N_{2, z_1} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} -\mathbf{b}_1 \sin t + \frac{\mathbf{d}_1 - \mathbf{b}_1 \cos \alpha}{\sin \alpha} \cos t \end{pmatrix} = 0 \quad (20)$$

而 $\mathbf{N}_{2, \text{BD}}$ 与球面法线垂直的条件可写为

$$\begin{bmatrix} N_{2, x_1} & N_{2, y_1} & N_{2, z_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi & \eta & \zeta \end{bmatrix}^T = 0. \quad (21)$$

式 14, 15, 17, 19, 20, 21 共有七个方程, 再得到一个方程可得 $\xi, \eta, \zeta, N_{2, x_1}, N_{2, y_1}, N_{2, z_1}, t, T$ 八个未知数. 现在讨论第八个方程的内容. 实际上在刚好拉开这个球的时候, 我们可能有下面三种情形之一:

1. BD 上的压力的等效作用点离开 B 点:

$$t = 0; \quad (22)$$

2. BD 上的压力的等效作用点离开 D 点:

$$t = \alpha; \quad (23)$$

3. AB 上的压力消失:

$$N_1 = 0; \quad (24)$$

(做到这里可得满分.)

先由式 14, 17, 19, 20 六个方程可将 $\xi, \eta, \zeta, N_{2, x_1}, N_{2, y_1}, N_{2, z_1}$ 用 t, T 表示:

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\sin t}{\sqrt{3}}, \\ \eta &= \frac{-\sqrt{2} \cos t - \sqrt{3} \sin t}{\sqrt{3}}, \\ \zeta &= \frac{\cos t + \sqrt{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right) \sin t}{\sqrt{3}}, \\ N_{2, x_1} &= \frac{\left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right) T - \frac{\sqrt{2} - \frac{\sin t}{\sqrt{3}}}{\sqrt{3}} F}{1 - \frac{-\sqrt{2} \cos t - \sqrt{3} \sin t}{\sqrt{3}}}, \\ N_{2, y_1} &= \frac{\frac{-\sqrt{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right) \cos t \sin t}{2\sqrt{3}} F - \frac{\left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right) T - \frac{\sqrt{2} - \frac{\sin t}{\sqrt{3}}}{\sqrt{3}} F}{1 - \frac{-\sqrt{2} \cos t - \sqrt{3} \sin t}{\sqrt{3}}} \cos t}{-\sqrt{3} \cos t + \sqrt{2} \sin t}, \\ N_{2, z_1} &= \frac{F}{2\sqrt{3}}. \end{aligned} \quad (25)$$

将它们代入式 21 可得 t 与 T 的关系.

对于情形 1, 将式 22 代入式 25 后再代入 21 可以解得

$$T^{(1)} = \frac{15 + \sqrt{6}}{2\sqrt{6}(3 - \sqrt{3})} F \approx 2.81F. \quad (26)$$

对于情形 2, 将式 23 代入式 25 后再代入 21 可以解得

$$T^{(2)} = \frac{\sqrt{6} - \sqrt{2} + 11}{2\sqrt{6}(3 - \sqrt{3})} F \approx 1.94F. \quad (27)$$

对于情形 3, 将式 24 代入式 15, 从而用 t, T 表示 N_{2,x_1} . 再将这一结果与式 25 比较后可将 T 用 t 表示, 最后与式 25 一起代入式 21 可以解出 t (可以数值), 再回代后可得

$$T^{(3)} = \frac{1}{\sqrt{6}} F \approx 0.41F \quad (28)$$

(实际上 t 应当有两解, 但它们对应同一个 T).

真实的临界情况 $T_0 = \min(T^{(1)}, T^{(2)}, T^{(3)})$. 考虑到式 10, 有

$$T_0 = pR^2 \arcsin \sqrt{\frac{2}{3}} \approx 0.96pR^2. \quad (29)$$

第 3 题 杆上产熵

设 t 时刻杆在 $x \in [a, b]$ 处的温度为 $T(t, x)$, 熵线密度为 $s(t, x)$, 单位时间内通过 x 处的热量 (即 x 处的热流) 为 $J(t, x)$. 两个恒温热源的温度分别为

$$T(t, a) = T_a, \quad T(t, b) = T_b. \quad (1)$$

取杆上的线微元 $[x, x + dx]$. 在 dt 时间内, 在 x 处有 $J(t, x) dt$ 的热量流入该线微元, 在 $x + dx$ 处有 $J(t, x + dx) dt$ 的热量流出该线微元, 从而 $t + dt$ 时刻该线微元获得熵增

$$\frac{J(t, x) dt - J(t, x + dx) dt}{T} = -\frac{1}{T} \frac{\partial J}{\partial x} dx dt, \quad (2)$$

即

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{1}{T} \frac{\partial J}{\partial x}. \quad (3)$$

将式 3 对 x 积分, 可得杆的熵产

$$\frac{dS_0}{dt} = \int_a^b \frac{\partial s}{\partial t} dx = \int_a^b -\frac{1}{T} \frac{\partial J}{\partial x} dx. \quad (4)$$

对式 4 右边应用分部积分可得

$$\frac{dS_0}{dt} = -\frac{J(t, b)}{T_b} + \frac{J(t, a)}{T_a} + \int_a^b J \frac{\partial \frac{1}{T}}{\partial x} dx. \quad (5)$$

另一方面, 显然, 两个恒温热源的熵产分别为

$$\frac{dS_a}{dt} = -\frac{J(t, a)}{T_a}, \quad \frac{dS_b}{dt} = \frac{J(t, b)}{T_b}. \quad (6)$$

将式 5 与式 6 相加, 得到整个体系的熵产

$$\frac{dS}{dt} = \int_a^b J \frac{\partial \frac{1}{T}}{\partial x} dx = \int_a^b -\frac{J}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x} dx. \quad (7)$$

令

$$\mathcal{L}(T, T', x) = -J(T, T') \frac{T'}{T^2}, \quad (8)$$

其中 $T' = \nabla T = \frac{\partial T}{\partial x}$. 注意, 这里 $J(T, T')$ 与前文中的 $J(t, x)$ 虽然是同一个物理量, 但具有不同的意义. $J(T, T')$ 表征了与热传导有关的物理定律, Fourier 热传导定律是它的一个例子. 显然, 由时空平移不变性, 当作为物理定律时, J 不应与 t, x 有关.

此时最小化熵产的问题转化为变分问题

$$\delta \int_a^b \mathcal{L}(T, T', x) dx = 0, \quad (9)$$

其中在变分过程中有固定的边界条件式 1. 写出 Euler-Lagrange 方程

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T'} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} = 0 \quad (10)$$

(这里的 $\frac{\partial}{\partial x}$ 要求将 T, T' 看作是依赖于 x 的, 但 t 是不依赖于 x 的).

为了利用式 10, 根据式 8 写出 L 的偏导数

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} = -T' \left(\frac{\partial J}{\partial T} \frac{1}{T^2} - \frac{2J}{T^3} \right), \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T'} = -\frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial J}{\partial T'} T' + J \right), \quad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

将式 11 代入式 10 可得

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{T^2} \left(\frac{\partial J}{\partial T'} T' + J \right) \right) + T' \left(\frac{\partial J}{\partial T} \frac{1}{T^2} - \frac{2J}{T^3} \right) = 0. \quad (12)$$

(1) 将 Fourier 热传导定律 $J(T, T') = -\kappa T'$ 代入式 12 可得

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{2\kappa T'}{T^2} + \frac{2\kappa T'^2}{T^3} = 0. \quad (13)$$

由式 13 可得关于 $T(x)$ 的常微分方程

$$T'' = \frac{T'^2}{T}. \quad (14)$$

将 T'' 写成 $T' \frac{dT'}{dT}$, 进行两次分离变量和积分, 由边界条件式 1 确定积分常数. 最终可得温度分布

$$T = T_a \left(\frac{T_b}{T_a} \right)^{\frac{x-a}{b-a}}. \quad (15)$$

(2) 将线性唯象律 $J(T, T') = L \nabla \frac{1}{T} = -\frac{LT'}{T^2}$ 代入式 12. 经过与上一问类似的操作, 最终可得温度分布

$$T = \frac{T_a}{1 - \frac{x-a}{b-a} \left(1 - \frac{T_a}{T_b} \right)}. \quad (16)$$

显然, 该温度分布能使得温度倒数的梯度在杆上处处相等. 由于线性唯象律给出热流与温度倒数的梯度成正比, 该温度分布能使得杆上的热流处处相等. 从而热流的散度为零, 热量无法积累使得内能密度改变, 体系达到非平衡定态.

(3) 将 $J(T, T') = \nabla \varphi(T) = \varphi'(T) T'$ 代入式 8 可得

$$\mathcal{L} = -\frac{\varphi'(T) T'^2}{T^2}. \quad (17)$$

从而

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T'} = \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{2\varphi'(T) T'}{T^2} \right) = -2T'^2 \frac{\partial}{\partial T} \frac{\varphi'(T)}{T^2} - 2T'' \frac{\varphi'(T)}{T^2}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} = -T'^2 \frac{\partial}{\partial T} \frac{\varphi'(T)}{T^2}. \quad (19)$$

将式 18 和式 19 代入 10 后整理可得

$$\frac{d}{dT} \ln \frac{\varphi'(T)}{T^2} = -\frac{2T''}{T'^2}. \quad (20)$$

对于温度梯度处处为常数的温度分布, $T'' = 0$. 从而 $\frac{\varphi'(T)}{T^2}$ 为常数. 从而应有

$$\varphi(T) = -kT^3 + C, \quad (21)$$

其中 k 和 C 为积分常量 (答案中不包含 C 项也算对). 注意到最终的熵产是最小值而不是最大值, 应有 $k > 0$.

第 4 题 门外有坏人

(1) 设杆与地面间的弹力为 N , 静摩擦力为 f .

如图 6, 对杆进行受力分析.

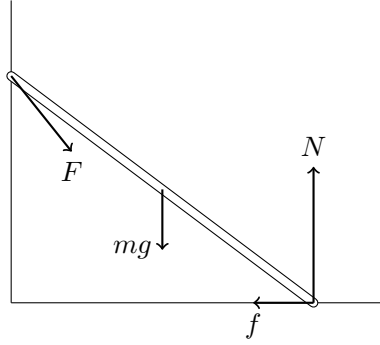


图 6

对铰链处总力矩为零, 可得

$$fh + mg \frac{\sqrt{l^2 - h^2}}{2} - N\sqrt{l^2 - h^2} = 0. \quad (1)$$

整理得

$$\frac{f}{N} = \left(1 - \frac{mg}{2N}\right) \sqrt{\frac{l^2}{h^2} - 1} < \sqrt{\frac{l^2}{h^2} - 1}. \quad (2)$$

为保证不滑动, 对于任意的 N , $\frac{f}{N}$ 应恒小于 μ . 从而

$$\mu \geq \sqrt{\frac{l^2}{h^2} - 1}, \quad (3)$$

即 $\frac{h}{l} \in \left[\frac{1}{\sqrt{1+\mu^2}}, 1\right)$.

(2) 对门进行受力分析可知

$$F_x = P. \quad (4)$$

杆水平方向受力平衡给出

$$f = P. \quad (5)$$

将式 5 代入式 1 可解得

$$N = \frac{mg}{2} + \frac{Ph}{\sqrt{l^2 - h^2}}. \quad (6)$$

杆竖直方向受力平衡给出

$$F_y = \frac{mg}{2} - \frac{Ph}{\sqrt{l^2 - h^2}} \quad (7)$$

(以向上为正).

对从铰链到距离铰链 ξl 处的一截杆进行受力分析. 设距离铰链 ξl 处的内部作用力为 S . 则水平方向受力平衡给出

$$S_x = -P, \quad (8)$$

竖直方向受力平衡给出

$$S_y = \left(\xi - \frac{1}{2}\right) mg + \frac{Ph}{\sqrt{l^2 - h^2}}. \quad (9)$$

于是内部作用力的大小

$$S = \sqrt{S_x^2 + S_y^2} = \sqrt{\left(\xi - \frac{1}{2}\right)^2 (mg)^2 + \frac{P^2 l^2}{l^2 - h^2}}, \quad (10)$$

内部作用力的方向

$$\theta = \arctan \frac{S_y}{S_x} = \arctan \left(\left(\frac{1}{2} - \xi \right) \frac{mg}{P} - \frac{h}{\sqrt{l^2 - h^2}} \right) \quad (11)$$

设距离铰链 ξl 处的内部作用力矩的大小为 M . 则对距离铰链 ξl 处力矩平衡给出

$$M = F_y \cdot \xi \sqrt{l^2 - h^2} + P \cdot \xi h - \xi mg \cdot \xi \sqrt{l^2 - h^2} = \frac{\xi(1-\xi)}{2} mg \sqrt{l^2 - h^2} \quad (12)$$

第 5 题 进退两难的死飞

由齿轮-链条约束, 有

$$r_1 d\theta_1 = r_2 d\theta_2 = dx, \quad (1)$$

其中 dx 是人为定义微元. $dx < 0$ 表征自行车前进, $dx > 0$ 表征自行车后退.

由几何关系易得连接后轮和脚蹬的绳子的长度的平方

$$l^2 = (R_2 \cos \theta_2 - R_1 \cos \theta_1 + d)^2 + (R_2 \sin \theta_2 - R_1 \sin \theta_1)^2. \quad (2)$$

对式 2 两边取微分, 得

$$\begin{aligned} 2l dl = & 2(R_2 \cos \theta_2 - R_1 \cos \theta_1 + d)(-R_2 \sin \theta_2 d\theta_2 + R_1 \sin \theta_1 d\theta_1) + \\ & 2(R_2 \sin \theta_2 - R_1 \sin \theta_1)(R_2 \cos \theta_2 d\theta_2 - R_1 \cos \theta_1 d\theta_1). \end{aligned} \quad (3)$$

全部展开并整理, 再利用式 1 可得

$$l dl = R_1 R_2 \sin(\theta_2 - \theta_1) \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) dx - d \left(\frac{R_2 \sin \theta_2}{r_2} - \frac{R_1 \sin \theta_1}{r_1} \right) dx. \quad (4)$$

缩短绳子使得自行车前进的条件是 $dl/dx > 0$. 从而

$$R_1 R_2 (r_1 - r_2) \sin(\theta_2 - \theta_1) > d(r_1 R_2 \sin \theta_2 - r_2 R_1 \sin \theta_1). \quad (5)$$

第 6 题 容感串并

(1) A 的阻抗

$$Z_A = \frac{1}{i\omega C} + i\omega L = \frac{i}{C} \left(\omega CL - \frac{1}{\omega} \right), \quad (1)$$

B 的阻抗

$$Z_B = \frac{\frac{1}{i\omega C} \cdot i\omega L}{\frac{1}{i\omega C} + i\omega L} = -iL \left(\omega CL - \frac{1}{\omega} \right)^{-1}. \quad (2)$$

从而 A 与 B 的阻抗总是符号相反的纯虚数, 从而 A 与 B 的电流的相位差为 π .

(2) A 与 R_A 的总阻抗

$$Z'_A = R_A + \frac{i}{C} \left(\omega CL - \frac{1}{\omega} \right), \quad (3)$$

B 与 R_B 的总阻抗

$$Z'_B = R_B - iL \left(\omega CL - \frac{1}{\omega} \right)^{-1}. \quad (4)$$

将 Z'_A 与 Z'_B 画在复平面中, 如图 7 所示. 为了几何表述的方便起见, 令复平面上的点 A, A', B, B' 分别表示 Z_A, Z'_A, Z_B, Z'_B .

显然, 当 R_A 与 R_B 变化时, A' 与 B' 分别在射线 AM 与射线 BN 上运动, 且保持 $\angle A'OB' = \frac{\pi}{2}$.

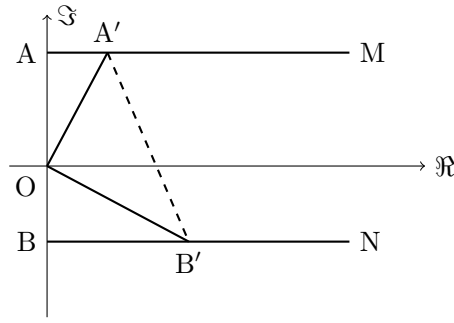


图 7

要呈现这样一种几何图形, 必须要求 \$A\$ 在 \$O\$ 上方, 而 \$B\$ 在 \$O\$ 下方. 由式 1 和式 2 可知, 这要求 $\omega CL - \frac{1}{\varepsilon} > 0$, 即

$$\omega \in \left(\frac{1}{\sqrt{CL}}, +\infty \right). \quad (5)$$

(3) 由相似关系 $\triangle OAA' \sim \triangle B'BO$ 可得

$$AA' \cdot BB' = OA \cdot OB = \frac{L}{C}. \quad (6)$$

从而由基本不等式,

$$R_A + R_B = AA' + BB' \geq 2\sqrt{AA' \cdot BB'} = 2\sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (7)$$

当且仅当 $R_A = R_B = \sqrt{\frac{L}{C}}$ 时取等.

显然 $A'B'$ 在 $AA' = BB'$ 时最小 (因为此时它是平行线间的距离). 又, 注意到

$$A'B'^2 = OA'^2 + OB'^2 \propto \frac{1}{I_A^2} + \frac{1}{I_B^2}, \quad (8)$$

可知当 $R_A + R_B$ 取到最小值时通过 \$A\$ 与 \$B\$ 的交变电流的幅值的倒数平方和也取最小值.

第 7 题 粒子束衰变

(此解答使用自然单位制.)

(1) 首先考虑质心系中 \$A\$ 粒子的衰变.

设出射方向的角度为 θ' . 由于出射方向按立体角均匀分布, θ' 的分布为

$$\frac{dN}{N} = \sin \theta' d\theta'. \quad (1)$$

由能量守恒可知出射粒子的能量为

$$E' = \frac{1}{2}M. \quad (2)$$

于是出射粒子的动量为

$$p' = \sqrt{E'^2 - m^2} = \sqrt{M^2/4 - m^2}. \quad (3)$$

利用 Lorentz 变换可得实验室系中出射粒子的动量

$$p_x = \frac{p'_x + vE'}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{\sqrt{\frac{M^2}{4} - m^2} \cos \theta' + v\frac{M}{2}}{\sqrt{1-v^2}}, \quad (4)$$

$$p_y = p'_y = \sqrt{\frac{M^2}{4} - m^2} \sin \theta'. \quad (5)$$

于是出射粒子的方向为

$$\theta = \text{atan2}(p_y, p_x) = g(\theta'), \quad (6)$$

其中

$$g(\theta') = \text{atan2}\left(\sqrt{1-v^2} \sin \theta', \frac{Mv}{\sqrt{M^2 - 4m^2}} + \cos \theta'\right). \quad (7)$$

g 显然应是 $[0, \pi]$ 上可导的单调函数.

于是可以得到 θ 的分布为

$$\frac{dN}{N} = \frac{\sin g^{-1}(\theta)}{g'(g^{-1}(\theta))} d\theta, \quad (8)$$

其中 g^{-1} 是 g 在 $[0, \pi]$ 上的反函数.

式 7 和式 8 给出了答案.

(2) 衰变发生的时刻 t 的分布为

$$\frac{dN}{N} = \frac{\sqrt{1-v^2}}{\tau} e^{-\frac{t\sqrt{1-v^2}}{\tau}} dt. \quad (9)$$

在 t 时刻以 θ 角出射的 B 粒子被探测到时其 z 坐标为

$$z = vt + \rho \cot \theta. \quad (10)$$

因此被探测到 z 坐标在 $[z, z + dz]$ 中的 B 粒子数为

$$N \iint_{z \leq vt + \rho \cot \theta \leq z + dz} \frac{\sqrt{1-v^2}}{\tau} e^{-\frac{t\sqrt{1-v^2}}{\tau}} dt \cdot \frac{\sin g^{-1}(\theta)}{g'(g^{-1}(\theta))} d\theta. \quad (11)$$

从而 z 的分布为

$$\frac{dN}{N} = h'(z) dz, \quad (12)$$

其中

$$h(z) = \frac{\sqrt{1-v^2}}{\tau} \iint_{vt + \rho \cot \theta \leq z} \frac{\sin g^{-1}(\theta)}{g'(g^{-1}(\theta))} e^{-\frac{t\sqrt{1-v^2}}{\tau}} dt d\theta. \quad (13)$$

第 8 题 极性陀螺

(1) 将电偶极子分解为两个电荷:

$$\mathbf{p} = q\mathbf{l}. \quad (1)$$

则正负电荷的位置

$$\mathbf{r}_{\pm} = \mathbf{r} \pm \frac{\mathbf{l}}{2}, \quad (2)$$

正负电荷的速度

$$\mathbf{v}_{\pm} = \mathbf{v} \pm \boldsymbol{\omega} \times \frac{\mathbf{l}}{2}, \quad (3)$$

正负电荷受到的 Lorentz 力

$$\mathbf{F}_{\pm} = \pm q (\mathbf{E}(\mathbf{r}_{\pm}, t) + \mathbf{v}_{\pm} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_{\pm}, t)), \quad (4)$$

正负电荷受到对陀螺质心的力矩

$$\mathbf{M}_{\pm} = \pm \frac{\mathbf{l}}{2} \times \mathbf{F}_{\pm}. \quad (5)$$

注意到

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_+, t) - \mathbf{E}(\mathbf{r}_-, t) = (\mathbf{l} \cdot \nabla) \mathbf{E}, \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}_+, t) + \mathbf{E}(\mathbf{r}_-, t) = 2\mathbf{E} \quad (6)$$

(对于 \mathbf{B} 也有类似的公式), 从而由

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}_+ + \mathbf{F}_-, \quad J\dot{\boldsymbol{\omega}} = \mathbf{M}_+ + \mathbf{M}_- \quad (7)$$

可得运动方程

$$m\ddot{\mathbf{r}} = (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E} + \mathbf{v} \times (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times \mathbf{B}, \quad (8)$$

$$J\dot{\boldsymbol{\omega}} = \mathbf{p} \times (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (9)$$

(已略去高阶小量). 最后还有

$$\dot{\mathbf{p}} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p}. \quad (10)$$

(2) 运动方程约化为

$$\dot{\boldsymbol{\omega}} = \mathbf{p} \times \mathbf{e}, \quad (11)$$

$$\dot{\mathbf{p}} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p}. \quad (12)$$

接下来求 $\boldsymbol{\omega}$ 的高阶导数. 令 $D = \frac{d}{dt}$. 不断运用式 11 和式 12 可得

$$D^2\boldsymbol{\omega} = D\mathbf{p} \times \mathbf{e} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} D^3\boldsymbol{\omega} &= D\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e} + \boldsymbol{\omega} \times D\mathbf{p} \times \mathbf{e} \\ &= \mathbf{p} \times \mathbf{e} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e} \\ &= \mathbf{p} \times \mathbf{e} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} D^4\boldsymbol{\omega} &= D\mathbf{p} \times \mathbf{e} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e} + \mathbf{p} \times \mathbf{e} \times D\mathbf{p} \times \mathbf{e} \\ &\quad - D\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e} - \boldsymbol{\omega} \times D\mathbf{p} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times D\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e} \\ &= \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e} + \mathbf{p} \times \mathbf{e} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e} \\ &\quad - \mathbf{p} \times \mathbf{e} \times \mathbf{p} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e} - \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p}) \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{e}) \times \mathbf{e} \\ &= \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e} \times \mathbf{p} \times \mathbf{e} + 2\mathbf{p} \times \mathbf{e} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e} - \mathbf{p} \times \mathbf{e} \times \mathbf{p} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{p} \times \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}. \end{aligned} \quad (15)$$

将 $\boldsymbol{\omega}$ 展开为 Maclaurin 级数并保留到 $O(t^4)$ 可得

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\omega} &= \mathbf{w} + (\mathbf{s} \times \mathbf{e})t + (\mathbf{w} \times \mathbf{s} \times \mathbf{e})t^2/2 + (\mathbf{s} \times \mathbf{e} \times \mathbf{s} \times \mathbf{e} - \mathbf{w} \times \mathbf{s} \times \mathbf{w} \times \mathbf{e})t^3/6 \\ &\quad + (\mathbf{w} \times \mathbf{s} \times \mathbf{e} \times \mathbf{s} \times \mathbf{e} + 2\mathbf{s} \times \mathbf{e} \times (\mathbf{w} \times \mathbf{s}) \times \mathbf{e} - \mathbf{s} \times \mathbf{e} \times \mathbf{s} \times \mathbf{w} \times \mathbf{e} + \mathbf{w} \times \mathbf{s} \times \mathbf{w} \times \mathbf{w} \times \mathbf{e})t^4/24. \end{aligned} \quad (16)$$