基础物理学 A1
2025年春季学期

谢柯盼
kpxie@buaa.edu.cn
物理学院

第四章 动能与势能

§4-1 功、功率

§4-2 动能定理

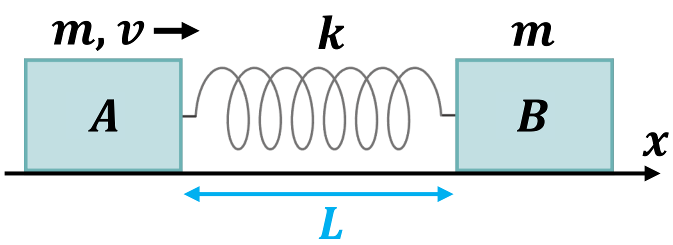
§4-3 质点系的势能

§4-4 功能原理，机械能守恒定律

§4-5 两体碰撞

§4-0 引子

例：光滑水平面上，两滑块由轻弹簧相连。初始弹簧处于原长，左边滑块有初速度。问在后续运动中两滑块的最近距离。试用第二章的方法求解



解：$m\ddot{x}_A = f$，$m\ddot{x}_B = -f$，$f = k(x_B - x_A - L)$

联立得$m(\ddot{x}_A - \ddot{x}_B) = 2k(x_B - x_A - L)$

令$l = x_B - x_A - L$，则$l + L$为两滑块的距离

且$\ddot{l} + \omega^2 l = 0$，其中$\omega = \sqrt{2k/m}$

结合初条件$l|_{t=0} = 0$和$\dot{l}\big|_{t=0} = v$可得

$l = (v/\omega)\sin\omega t$，其最小值为$-v/\omega$，于是

最近距离$l_{\min} = L - v\sqrt{m/(2k)}$

有更便捷的方法吗？

§ 4-1 功、功率

功：力在一段位移中的积累效应

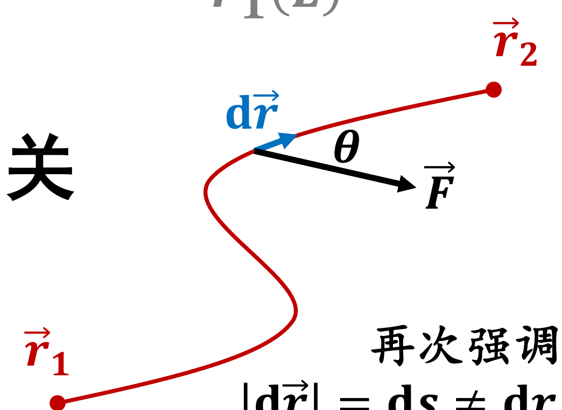
$$W=\int_{\vec{r}_1(L)}^{\vec{r}_2}\vec{F}\cdot \mathrm{d}\vec{r}$$

是标量，是过程量；与参考系有关。单位是$\mathrm{N}\cdot\mathrm{m}$

- 如果$\vec{F}$是恒力，则$W=\vec{F}\cdot\Delta\vec{r}$
- 常见的错误写法：（多写了一个r）$W=\int_{\vec{r}_1(L)}^{\vec{r}_2}\vec{F}r\cdot \mathrm{d}\vec{r}$

$\vec{F}\cdot\mathrm{d}\vec{r}=F\mathrm{d}s\cos\theta$称为元功$\mathrm{d}W$

与力和位移的大小以及二者的夹角有关



再次强调

$|\mathrm{d}\vec{r}|=\mathrm{d}s\neq\mathrm{d}r$

单位时间做的功称功率：

$P=\mathrm{d}W/\mathrm{d}t=\vec{F}\cdot\vec{v}$

功不仅与位移的起点和终点有关，也与路径有关

功比冲量要更难以计算，因为功是力在空间的积累
而空间有三个方向，计算功需要沿着路径积分
或曰需要计算线积分

元功的表示是关键，据此衍生出两种不同的算法——

第一型曲线积分法：$\mathbf{d}\boldsymbol{W}=\boldsymbol{F}\mathbf{d}\boldsymbol{s}\cos\boldsymbol{\theta}$，故

$$\boldsymbol{W}=\int_{s_1(L)}^{s_2}\boldsymbol{F}\cos\boldsymbol{\theta}\,\mathbf{d}\boldsymbol{s}$$

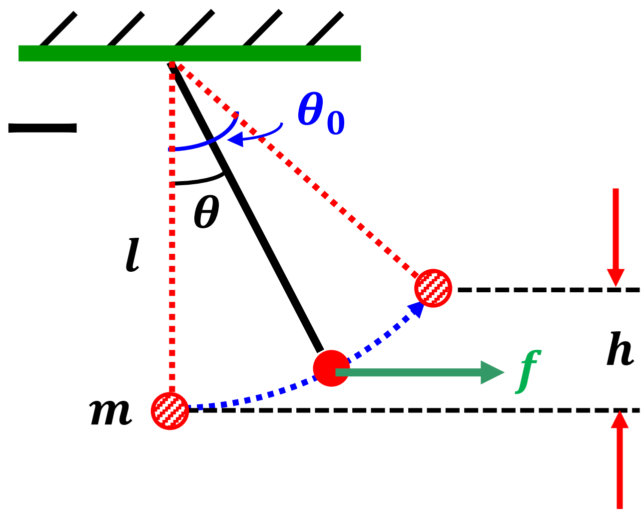
其中$\boldsymbol{F}$和$\boldsymbol{\theta}$都是路程$\boldsymbol{s}$的函数，化为一个一元积分

第二型曲线积分法：将矢量的点乘以坐标分量来表述

$$\boldsymbol{W}=\int_{\vec{r}_1(L)}^{\vec{r}_2}\boldsymbol{F}_x\mathbf{d}\boldsymbol{x}+\boldsymbol{F}_y\mathbf{d}\boldsymbol{y}+\boldsymbol{F}_z\mathbf{d}\boldsymbol{z}$$

是沿着是曲线进行的积分

例：小球由长度为l的轻绳所悬挂，用水平力f缓慢地将m拉高h，求该过程中所做的功。



解："缓慢"意为小球在运动中任一瞬间均可视为受力平衡

若绳子拉力为T，则

$$T\sin\theta = f$$
$$T\cos\theta = mg$$

可得$f\cos\theta = mg\sin\theta$，据此知元功

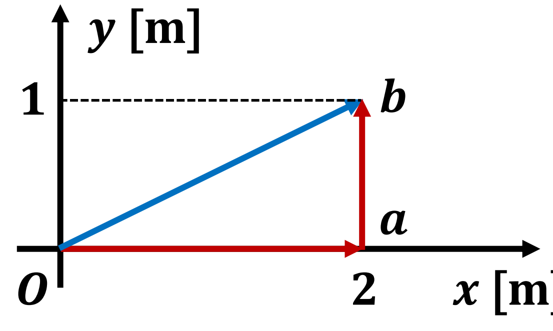
$$\mathrm{d}W = f\cos\theta\,\mathrm{d}s = mg\sin\theta\,\mathrm{d}s$$

又由几何关系知$\mathrm{d}s = l\mathrm{d}\theta$。故总功

$$W = mgl\int_0^{\theta_0}\sin\theta\,\mathrm{d}\theta = mgl(1-\cos\theta_0)$$

最终给出$W = mgh$

例：在二维平面上，作用于质点的力随其位置变化函数为$\vec{F} = 2y\vec{i} + 4x^2\vec{j}$ [N]，求质点沿路径Oab和Ob运动时力所做的功。



解：力做的功可写为曲线积分$W = \int_L F_x \mathrm{d}x + F_y \mathrm{d}y = \int_L 2y\mathrm{d}x + 4x^2 \mathrm{d}y$

Oa段在x轴上，故$y \equiv 0$，而且$\mathrm{d}y = 0$，积分为零；ab段与y轴平行，故$x = 2$及$\mathrm{d}x = 0$，给出

$$W_{Oab} = \int_0^1 4 \times 2^2 \mathrm{d}y = 16\ \mathrm{J}$$

路径Ob恒满足$y = x/2$，故

$$W_{Ob} = \int_0^2 \left(x + 2x^2\right)\mathrm{d}x = 22/3\ \mathrm{J}$$

对更复杂的路径要怎么求？
普遍的思路是将线积分化为熟悉的一元积分来算

方法1：转化为功率来计算

$$W=\int_{t_1}^{t_2}\vec{F}\cdot\vec{v}\mathrm{d}t$$

方法2：若已知路径参数方程$\left(x(\lambda),y(\lambda),z(\lambda)\right)$

$$W=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\left(F_x\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\lambda}+F_y\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}\lambda}+F_z\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}\lambda}\right)\mathrm{d}\lambda$$

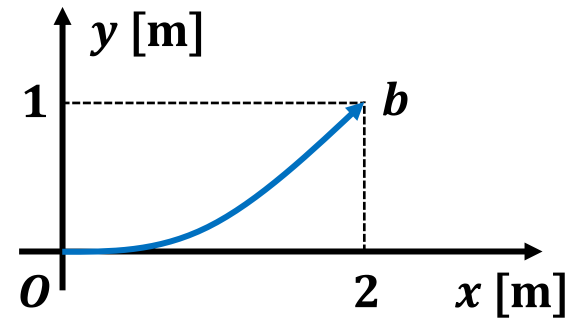
方法3：二维平面上，若路径表述为$y(x)$，则

$$W=\int_{x_1}^{x_2}\left[F_x+F_y y'\right]\mathrm{d}x$$

不难看出，方法1和3均可视为方法2的特例

例：二维平面中的质点受力$\vec{F}=2y\vec{i}+4x^2\vec{j}$ [N]，求质点沿抛物线路径$y=x^2/4$运动到b点时力所做的功。

解：依题意，有



$$W=\int_L 2y\mathrm{d}x+4x^2\mathrm{d}y$$

按上页方法3，该曲线积分可改写为

$$W=\int_L\left[2y+4x^2\left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)\right]\mathrm{d}x=\int_0^2\left(2y+4x^2y'\right)\mathrm{d}x$$

路径为$y(x)=x^2/4$，则$y'(x)=(x/2)$，代入可得

$$W=\int_0^2\left[2\times\frac{x^2}{4}+4x^2\times\frac{x}{2}\right]\mathrm{d}x=28/3\ \mathrm{J}$$

三种路径的起点和终点相同，但功却不同：<u>直线</u>Ob为$22/3$ J，<u>折线</u>Oab为16 J，<u>抛物线</u>Oab为$28/3$ J

将功的计算转化为功率计算的典型例子：滑动摩擦力所做的负功

以摩擦体系的其中一方为参考系，另一方所受的滑动摩擦力为

$$\vec{f} = -\vec{v}\mu N / v$$

其中μ为滑动摩擦系数，N为正压力，$\vec{v}$为速度

据此可知摩擦力的功率为

$$P_f = \vec{f} \cdot \vec{v} = -\mu N v$$

只与速率有关，因此

$$W_f = \int_{t_1}^{t_2} P_f \mathrm{d}t = -\mu N \int_{t_1}^{t_2} v \mathrm{d}t = -\mu N s$$

即摩擦力做的（负）功只与路程有关。

上式第三个等号假定了正压力N为常数

§ 4-2 动能定理

功是能量变化的量度，其正负号反映了变化的方向。对物体做正功，其能量会增加；反之则减少

根据牛顿第二定律，合外力$\vec{F}$在无穷小位移d$\vec{r}$内对质点做的元功为

$$\mathrm{d}W=\vec{F}\cdot\mathrm{d}\vec{r}=m\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}\cdot\mathrm{d}\vec{r}=m\vec{v}\cdot\mathrm{d}\vec{v}=\mathrm{d}\left(\frac{1}{2}mv^2\right)$$

据此定义质点由于运动而具有的能量——动能为

$E_k=mv^2/2$（状态量），则$\mathrm{d}W=\mathrm{d}E_k$，或

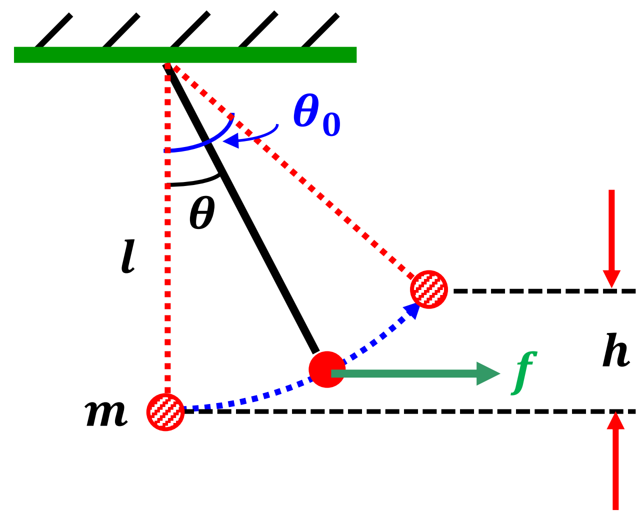
$$W=\Delta E_k=\frac{1}{2}mv_f^2-\frac{1}{2}mv_i^2$$

即：某过程中质点动能的增量等于它所受外合力在该过程中所做的功，这称为动能定理

动能定理的推导基于牛顿第二定律，故适用于惯性系
在非惯性系中如果考虑到惯性力则也可以应用

在很多不显含时间的场合中，动能定理很便捷地处理问题

例：小球由长度为l的轻绳所悬挂，用水平力f缓慢地将m拉高h，求该过程中所做的功。



解：“缓慢”意为小球在运动过程中动能近似为零

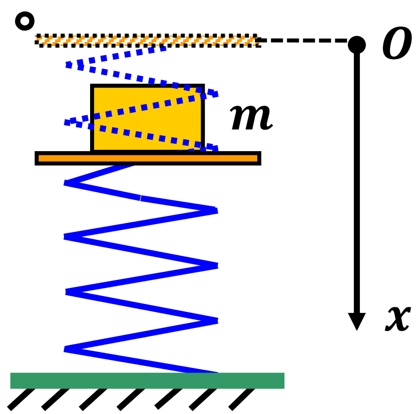
绳子的拉力与位移微元始终垂直，不做功

故f做的功必等于重力做的负功

重力是恒力，做功$-mgh$

故f做功$W = mgh$

例：轻弹簧劲度系数为k，初始时处于原长，现无初速加上一重物m，求弹簧的最大压缩量$x_{\max}$。



解：定性分析，重物会先加速向下运动，再减速，当速度减为零时，弹簧达到最大压缩量$x_{\max}$

该过程重力做正功，弹力做负功

取初末态应用动能定理

$$0 = mgx_{\max} + W_k$$

其中弹力的功

$$W_k = -\int_0^{x_{\max}} kx\mathrm{d}x = -\frac{1}{2}kx_{\max}^2$$

联立可得$x_{\max} = 2mg/k$

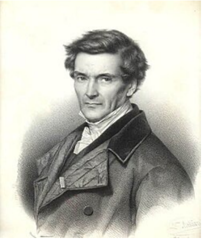
注意最大压缩量处并非平衡点

动量定理与动能定理的对比：

- **经典力学中，它们都是牛顿第二定律的推论**
- **形式均为“状态量的变化等于过程量的累积”，前者是力在时间的效果，后者是力在空间的效果**
- **前者是矢量方程，有三个分量；后者是标量方程，但功的计算依赖于运动路径**
- **前者的计算结果与参考系无关，后者有关**

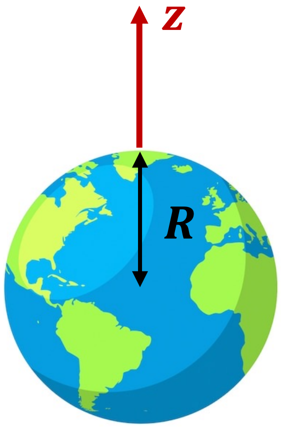
历史上人们曾经混淆了这两个概念

- 16~17世纪，笛卡尔“运动的量mv”和莱布尼茨“活力mv^2”之争
- 1687年《原理》出版，明确了动量$\vec{p} = m\vec{v}$的矢量性质，并隐含了动能定理
- 一般认为，我们现在熟悉的功和动能的公式在19世纪由法国物理学家科里奥利提出



1792-1843

例：在地球表面以初速v_0竖直上抛一质点，求其上升高度h。地球视为半径R、质量M的球体。



解：以地球表面为原点，当质点坐标为z时，受万有引力$-GMm/(R+z)^2$

其在$z \to z + \mathrm{d}z$位移中，引力做功

$$\mathrm{d}W = -\frac{GMm}{(R+z)^2}\mathrm{d}z = \mathrm{d}\left(\frac{1}{2}mv^2\right)$$

利用初末态条件，积分得

$$-\int_0^h \frac{GMm}{(R+z)^2}\mathrm{d}z = 0 - \frac{1}{2}mv_0^2$$

据此反解出

$$h = R \cdot \left(\frac{1}{1 - v_0^2/v_2^2} - 1\right) \quad \text{其中} v_2 = \sqrt{2GM/R}$$

根据计算，以初速v_0从地表竖直向上抛出的物体能上升的高度为$h = R \cdot \left[1/\left(1 - v_0^2/v_2^2\right) - 1\right]$

其中$v_2 = \sqrt{2GM/R} \approx 11.2\ \mathrm{km/s}$为一特征速度

- 若初速度$v_0 \ll v_2$，则泰勒展开得

$$h \approx \frac{v_0^2 R^2}{2GM} \approx \frac{v_0^2}{2g}$$

为地表附近竖直上抛公式

- 若$v_0 = v_2$，则$h = \infty$

物理意义：物体抛出后不再回来

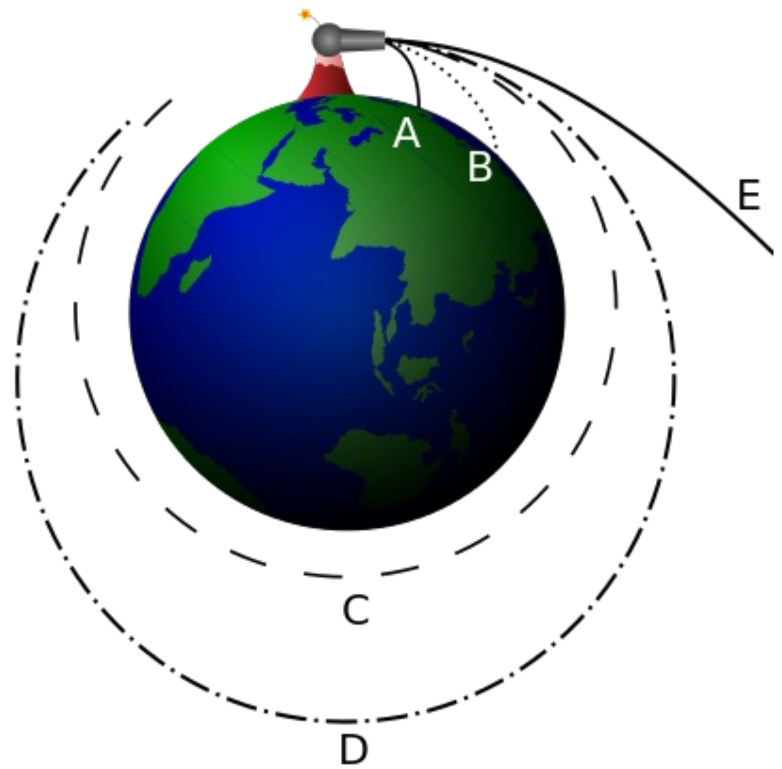
即挣脱了地球引力的束缚，成为绕太阳公转的“天体”。v_2称为第二宇宙速度，又称逃逸速度

- 若$v_0 > v_2$，则h为负数？

此时质点在无穷远处仍具有动能，上页公式需修改

对比第一与第二宇宙速度

- 牛顿的思想实验



若炮弹初速达到

$$v_1 = \sqrt{\frac{GM}{R}} \approx 7.9\ \mathrm{km/s}$$

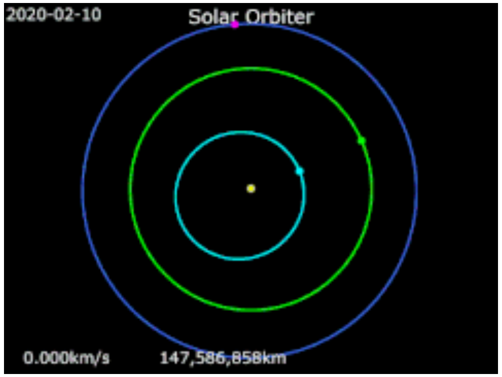
则炮弹会环绕地球运动，不再落回地面，成为**地球的卫星**

v_1称为**第一宇宙速度**，亦称**环绕速度**，是物体能在天上运行而不落至地面所需的发射初速

对比：

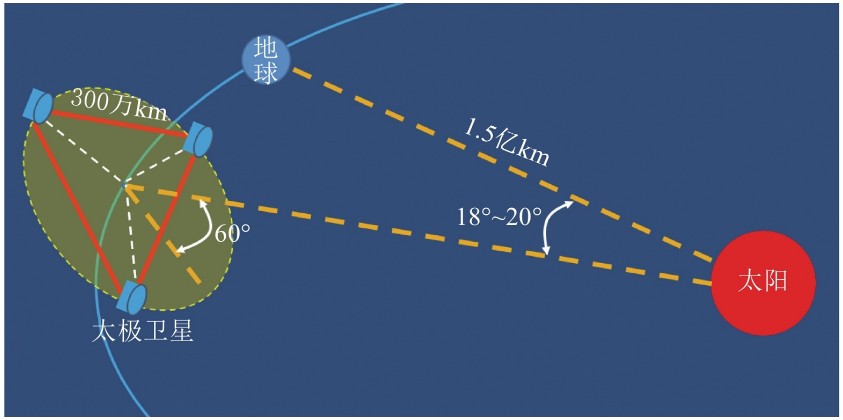
第二宇宙速度$v_2 = \sqrt{2}v_1 \approx 11.2\ \mathrm{km/s}$，**逃逸速度**，是物体能脱离地球引力所需的发射初速

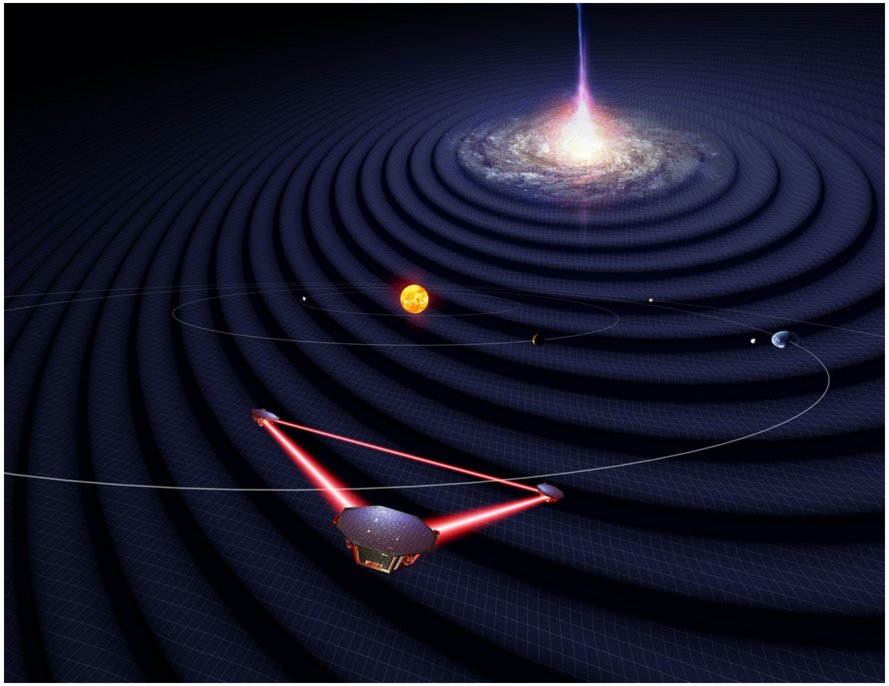
实例：挣脱了地球引力束缚的航天器



2030年代：欧盟LISA，中国“太极”计划

- 绕日轨道，三颗卫星
- 激光干涉仪技术
- 毫赫兹频率引力波





原则上每颗星球都有它的专属第二宇宙速度

- 火星上为5.03 km/s，土星上为36.1 km/s


《小王子》
[法] 圣埃克絮佩里
初版于1943年

第IV章开头：...他老家所在的那个星球比一座房子大不了多少。

第二宇宙速度可表述为$v_2 = \sqrt{2gR}$

g为星球重力加速度，R为其半径

考虑到小王子长相酷似地球人，在地球活动也无不便

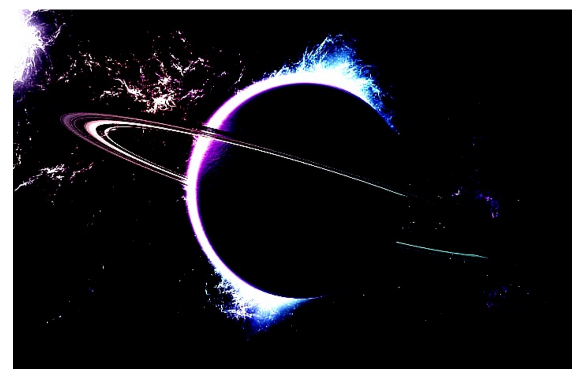
故小王子家乡的g应与地球差不多。取$R \sim 50$ m可以得到$v_2 \sim 30$ m/s，易实现太空旅行。

拉普拉斯设想过暗星：其半径

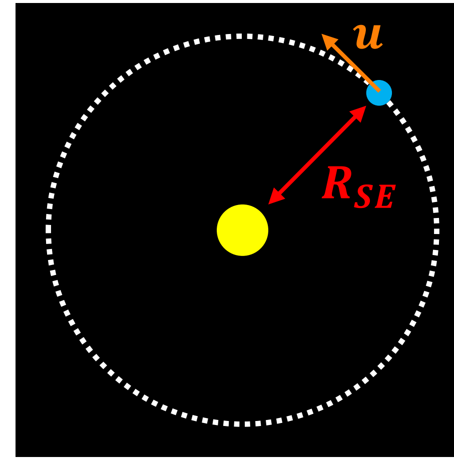
$$R < 2GM/c^2，c为光速$$

连光也无法从中逃逸，故观测不到

这是牛顿力学里的模型，并不是黑洞



冲出太阳系：第三宇宙速度的计算



$M_S \approx 1.99\times10^{30}$ kg
$R_{SE} \approx 1.50\times10^{11}$ m

模仿第二宇宙速度的计算——

- 地球质量M_E →太阳质量M_S
- 地球半径R_E →日地距离R_{SE}

$$v_3' = \sqrt{\frac{2GM_S}{R_{SE}}} \approx 42.1\ \mathrm{km/s}$$

果真如此吗？

实际上这是三体问题：太阳、地球、航天器

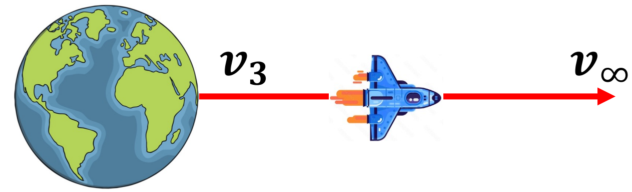
- 航天器还需要克服地球引力
- 地球公转速度$u \approx 29.8\ \mathrm{km/s}$可助力航天器

计算思路：两步走
先脱离地球引力，再脱离太阳引力

第一步：

地球上以速度v_3发射航天器

克服地球引力之后速度为v_∞

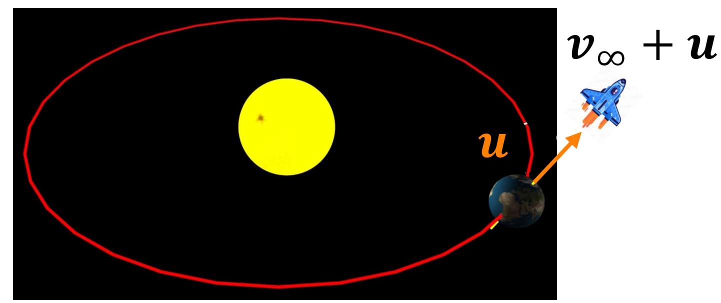


$$-\int_0^\infty \frac{GM_E m}{(R_E+z)^2}\mathrm{dz} = \frac{1}{2}mv_\infty^2 - \frac{1}{2}mv_3^2$$ 动能定理

第二步：

v_∞与地球公转速度u叠加得到

航天器相对太阳速度



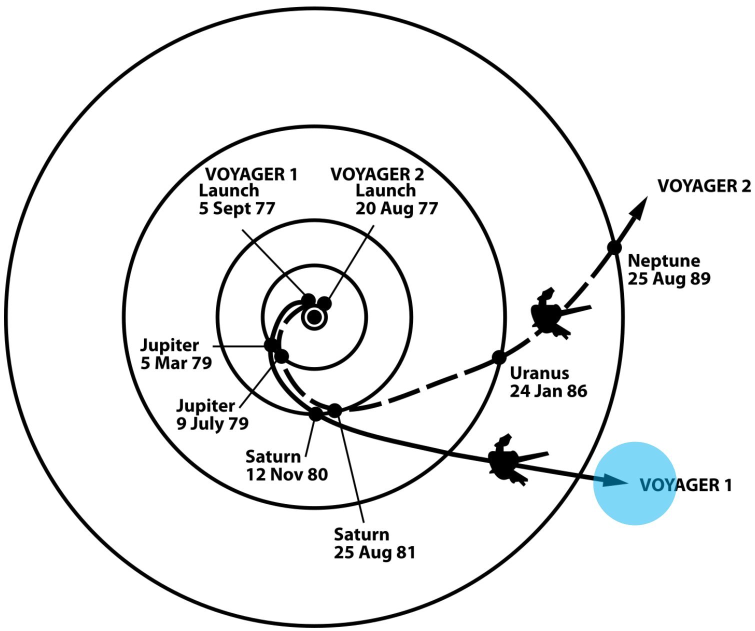
若$v_\infty + u > v_3' \approx 42.1\ \mathrm{km/s}$，则可冲出太阳系

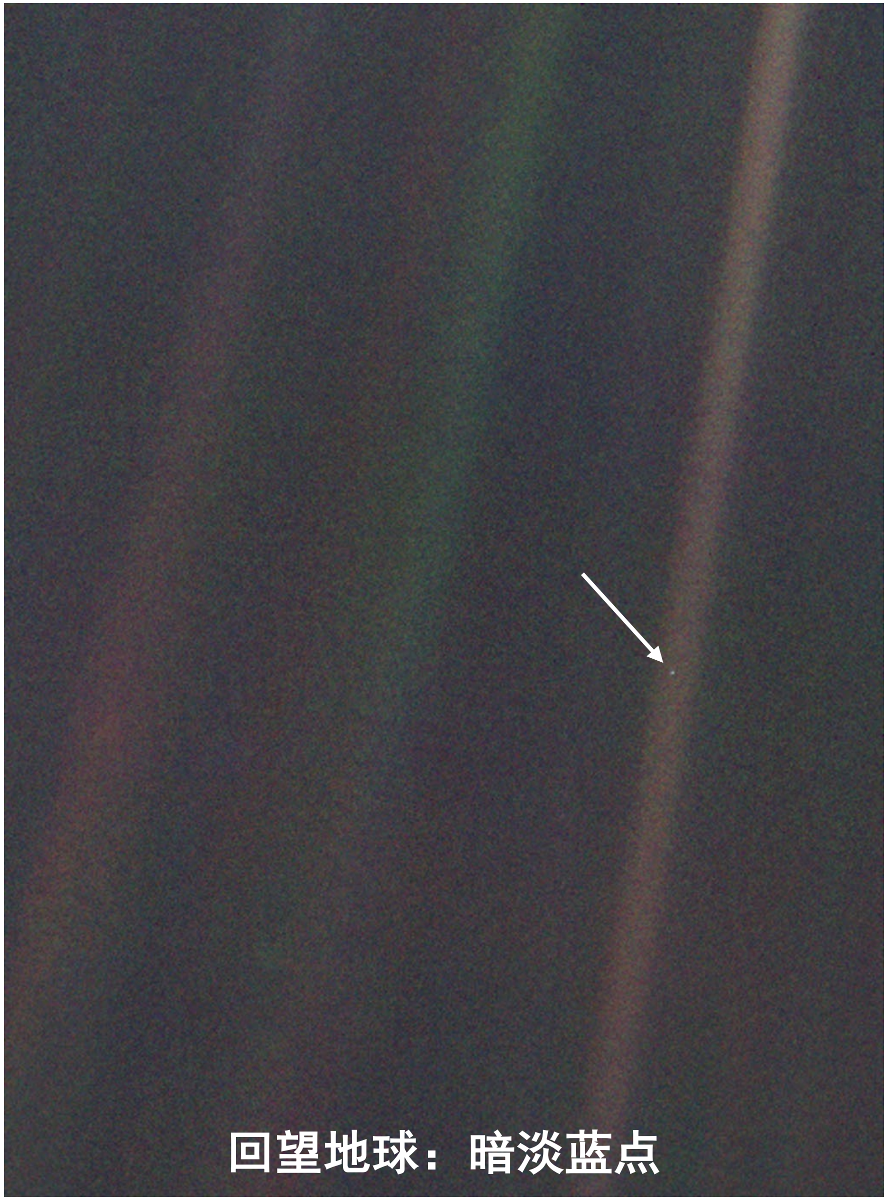
联立，解出$v_3 = 16.7\ \mathrm{km/s}$

称为第三宇宙速度，即太阳系的逃逸速度

是在地球上发射航天器冲出太阳系所需最小初速

实例：旅行者1号和2号探测器-1977年





旅行者1号已于2012年
飞出太阳系
300年后抵达奥尔特云，
30000年后穿过
随后永久地飞向深空

考虑一对质点所构成的质点系的动能定理

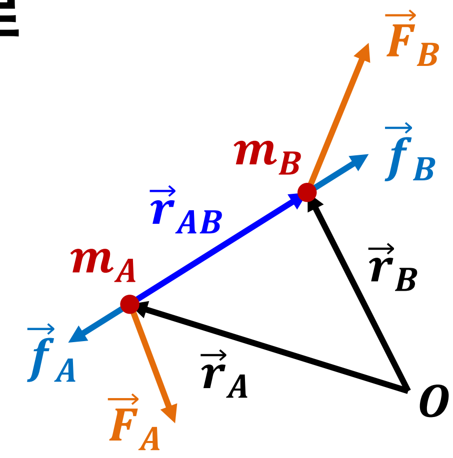
对质点A，$\mathrm{d}E_{kA}=\left(\vec{f}_A+\vec{F}_A\right)\cdot\mathrm{d}\vec{r}_A$

对质点B，$\mathrm{d}E_{kB}=\left(\vec{f}_B+\vec{F}_B\right)\cdot\mathrm{d}\vec{r}_B$

定义总动能$E_k=E_{kA}+E_{kB}$

内力做功$\mathrm{d}W_{\mathrm{int}}=\vec{f}_A\cdot\mathrm{d}\vec{r}_A+\vec{f}_B\cdot\mathrm{d}\vec{r}_B$

外力做功$\mathrm{d}W_{\mathrm{ext}}=\vec{F}_A\cdot\mathrm{d}\vec{r}_A+\vec{F}_B\cdot\mathrm{d}\vec{r}_B$



则质点系的动能定理为$\mathrm{d}E_k=\mathrm{d}W_{\mathrm{int}}+\mathrm{d}W_{\mathrm{ext}}$

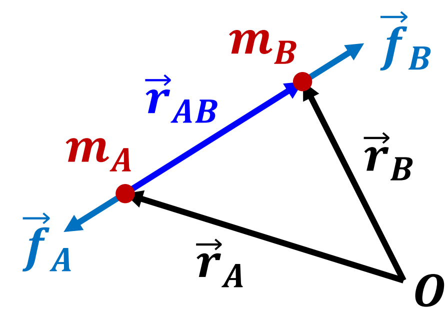
积分形式：$\Delta E_k=W_{\mathrm{int}}+W_{\mathrm{ext}}$

即任一过程中质点系总动能的增量等于外力做的功与内力做的功之和

易于推广到任意数目质点所构成的质点系

注意此处与质点系冲量定理的区别：内力做的功没有两两抵消，而是必须都计入公式中！

功与参考系有关，但是一对相互作用力所做的功之和与参考系无关



总元功$\mathrm{d}W_{\text{int}} = \vec{f}_A \cdot \mathrm{d}\vec{r}_A + \vec{f}_B \cdot \mathrm{d}\vec{r}_B$

考虑到$\vec{f}_A = -\vec{f}_B$，得

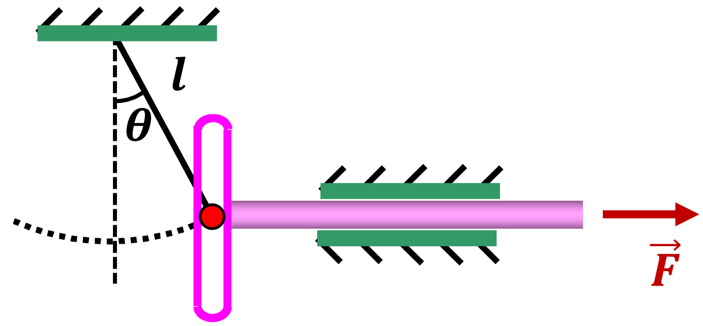
$$\mathrm{d}W_{\text{int}} = \vec{f}_B \cdot \mathrm{d}(\vec{r}_B - \vec{r}_A) = \vec{f}_B \cdot \mathrm{d}\vec{r}_{AB}$$

即一对内力做的总功只与两质点的相对位移有关，与参考系无关。

重要推论：

1. 摩擦生热只与摩擦面的相对运动路程有关
2. 一对静摩擦力或刚体内力做功之和恒为零，因为接触面没有相对位移，$\mathrm{d}\vec{r}_{AB} \equiv \vec{0}$
3. 一对正压力做功之和恒为零，因为压力始终垂直于接触面，$\vec{f}_B \perp \mathrm{d}\vec{r}_{AB}$

例：质量m_1的小球由长为l的轻绳悬挂，卡在质量m_2的T型工件内，可以相对于工件竖直上下移动。初始时装置静止，轻绳竖直。现以恒力F向右拉动工件，忽略摩擦力，求m_1速率v_1与θ的关系。



解：体系内力只有正压力，可知内力所做的总功为零

因此，总动能增量只与外力有关

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2+\frac{1}{2}m_2v_2^2=Fl\sin\theta-m_1gl(1-\cos\theta)$$

小球卡在工件内，其与工件水平方向分速度必定相同

$$v_1\cos\theta=v_2$$

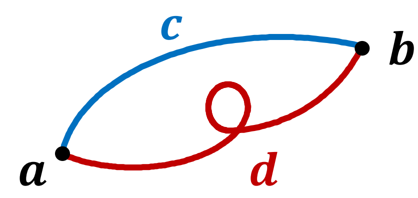
联立可得

$$v_1(\theta)=2\sqrt{l}\sqrt{\frac{F\sin\theta-m_1g(1-\cos\theta)}{2m_1+m_2(1+\cos 2\theta)}}$$

§ 4-3 质点系的势能

一般而言，功不仅与初末态有关，也与路径有关

$$W=\int_{\vec{r}_a(L)}^{\vec{r}_b}\vec{F}\cdot\mathrm{d}\vec{r}$$



在给定$\vec{r}_a$时，上式不是$\vec{r}_b$的单值函数，因为路径L并未给定：W_{acb}一般不等于W_{adb}

但是，有一类特殊的力，其做功与路径无关，即

$$W=\int_{\vec{r}_a}^{\vec{r}_b}\vec{F}\cdot\mathrm{d}\vec{r}\quad \text{或等价地}\quad \oint\vec{F}\cdot\mathrm{d}\vec{r}=0$$

这种力称为保守力，如万有引力、弹性力等；
若不满足上述关系，则称为非保守力，如摩擦力

对保守力而言，做功只与初末态有关

给定初态$\vec{r}_0$，则功是末态$\vec{r}$的单值函数。定义

$$E_p(\vec{r}) = -\int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \vec{F} \cdot \mathrm{d}\vec{r}$$

称为势能（或位能），是状态量，其满足:

质点在从$\vec{r}_A$运动至$\vec{r}_B$的过程中，该保守力做功

$$\int_{\vec{r}_A}^{\vec{r}_B} \vec{F} \cdot \mathrm{d}\vec{r} = E_p(\vec{r}_A) - E_p(\vec{r}_B) = -\Delta E_p$$

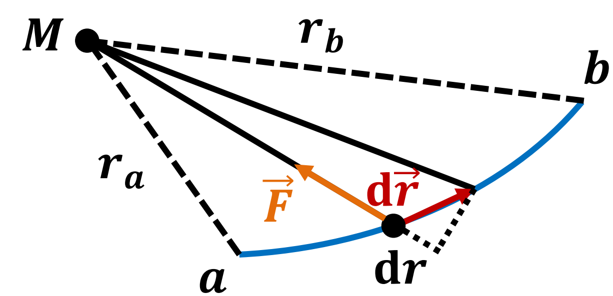
即保守力做的功等于势能的负增量

对保守力而言，我们可以把功这个过程量的计算转换成势能这个状态量的计算，把积分换成加减

引力对应引力势能；弹性力对应弹性势能；摩擦力不是保守力，没有势能

引力势能的导出：先证明万有引力是保守力

假定M静止不动，m沿任意路径从a运动至b



在无穷小位移下，万有引力做功

$$\mathrm{d}W = \vec{F}\cdot\mathrm{d}\vec{r} = -\frac{GMm}{r^2}\mathrm{d}r$$

与位移$\mathrm{d}\vec{r}$的具体方向无关，只与初、末态和原点M的距离有关

在有限长路径下，做功

$$W = \int_{r_a}^{r_b} -\frac{GMm}{r^2}\mathrm{d}r = GMm\left(\frac{1}{r_b}-\frac{1}{r_a}\right)$$

只与初末态有关，与路径无关

如果M也在运动，则W可视为一对引力做功之和

综上，一对万有引力做功之和与路径无关，只与参与作用的物体初、末态的距离有关

故引力为保守力，据$W=-\Delta E_p$可定义引力势能

$$E_p=-\frac{GMm}{r}+C$$

其中C为一任意常数，它规定了零势能面的位置

- 一个较为自然的规定是$r\to\infty$时势能趋于零，故可取$C=0$

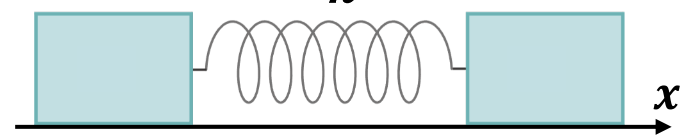
在地表附近，$r=R+h$，其中R为地球半径，h为物体离地面高度。此时

$$E_p=-\frac{GMm}{R+h}\approx C'+mgh$$

其中$g\approx GM/R^2$为重力加速度。

- 万有引力势能在地表附近表现为重力势能

弹性势能：考虑弹性系数k、原长L的轻弹簧，其两端位置分别为x_1和x_2



x_1处弹力为

$$f_1 = k(x_2 - x_1 - L)$$

x_2处弹力为$f_2 = -f_1$

在无穷短时间内，两段分别位移$\mathrm{d}x_1$和$\mathrm{d}x_2$

两端弹力对外做功之和为$\mathrm{d}W = f_1\mathrm{d}x_1 + f_2\mathrm{d}x_2$

$$= k(x_2 - x_1 - L)\mathrm{d}x_1 - k(x_2 - x_1 - L)\mathrm{d}x_2$$

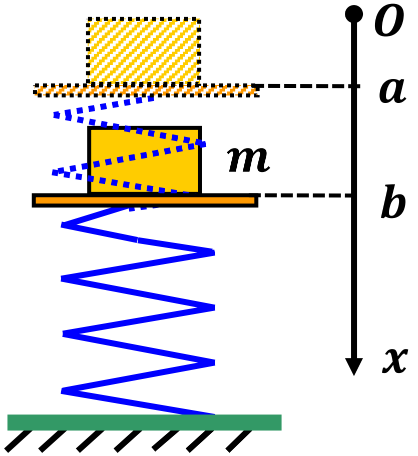
$$= -\mathrm{d}\left[\frac{k}{2}(x_2 - x_1 - L)^2\right] = -\mathrm{d}\left(\frac{k}{2}\Delta x^2\right)$$

只与初末态的$\Delta x = (x_2 - x_1 - L)$有关，

即只与弹簧的**形变量**Δx有关。据此定义弹性势能

$$E_e = \frac{k}{2}\Delta x^2 + C \quad \text{取}C = 0\text{则表示弹簧原长时势能为零}$$

例：板与弹簧质量均不计，弹性系数为k，初始时重物m在平衡位置a，现在用力将之向下压至b，已知ab长度为l，求该过程中体系势能的增量。



解：假定平衡位置的压缩量为l_0，则运动过程中弹性势能增加

$$\Delta E_e = \frac{1}{2}k(l+l_0)^2 - \frac{1}{2}kl_0^2$$

重力势能增加

$$\Delta E_p = -mgl$$

再利用$kl_0 = mg$，联立得

$$\Delta E_e + \Delta E_p = \frac{1}{2}kl^2$$

对每种保守力均可定义相应的势能

势能属于整个体系，不是由某个质点单独具有。

- *物体的重力势能属于物体和地球共有*

目前只讨论了二体作用，势能可写为$E_p(\vec{r}_1,\vec{r}_2)$

可推广至三体势能$E_p(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{r}_3)$**或更多体**

- **在绝大部分情况下，我们都只处理两体势能，且其只与相对距离**$|\vec{r}_2-\vec{r}_1|=r_{12}$**有关，记为**$E_p(r_{12})$

多质点系统的两体势能可写为

$$E_p(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\cdots,\vec{r}_n)=\sum_{i<j}E_p(r_{ij})$$

- *注意这是二体作用的求和，并非多体作用！*

当体系中质点的位置发生变化时，保守内力做功之和为$W_p=-\Delta E_p$**，即势能的负增量**

本节课小结

功的定义及计算方法

- 第一型和第二型曲线积分

动能的定义和动能定理

- 第二和第三宇宙速度的导出

功与参考系有关，但是一对反作用力做功之和与参考系无关

- 重要推论：一对静摩擦力/正压力/刚体内力做功之和为零
- 质点系的动能定理

做功与路径无关的力——保守力

每种保守力都对应着一种势能，由体系的各部分共有

- 引力势能；弹性势能

第四章作业

4.1, 4.3, 4.4, 4.6, 4.9, 4.10, 4.12, 4.14, 4.16

作业扫描提交至spoc.buaa.edu.cn，助教线上批改

提交时间段：3月14日0:00至3月28日23:59
以系统时间戳为准，原则上不接受其他解释

时间节点：3月18日（下周二）讲完第四章