分析力学笔记

Notes on Analytical Mechanics

作者：规培 92 冯廷龙

2020 年 4 月 9 日

钱学森书院学业辅导中心

QIAN YUAN XUE FU

XI'AN JIAOTONG UNIVERSITY

作品信息

➤ **标题：** 分析力学笔记 - *Notes on Analytical Mechanics*

➤ **作者：** 规培 92 冯廷龙

➤ **校对排版：** 钱院学辅排版组

➤ **出品时间：** 2020 年 4 月 9 日

➤ **总页数：** 6

目录

第一章 从矢量力学到分析力学

§1.1 自由度与广义坐标

先考虑一个由 N 个质点组成的力学体系, 若关于这个体系有 k 个约束, 则该体系的自由度为 $3N-k$. 由于约束的存在, 原有直角坐标系下描述该体系的坐标 x_i 不再相互独立, 为此引入广义坐标 $q_j(j=1,2,\cdots 3N-k)$, 即该自由度下能描述的该体系的最少个数的相互独立坐标. 显然, 我们可以用广义坐标 q_j 和时间 t 描述原有坐标 x_i, 即

$$x_i(q_1,q_2,\cdots q_{3N-k},t) \tag{1.1}$$

则

$$\dot{x}_i=\frac{\partial x_i}{\partial q_j}\dot{q}_j+\frac{\partial x_i}{\partial t}(\text{已使用爱因斯坦求和指标, 后同}) \tag{1.2}$$

§1.2 虚功原理和 D'Alembert 原理

对于一个处于力学平衡状态的体系, 考虑其进行一个与所有约束条件自洽的微小位移 δx_i, 称之为虚位移. 对于每个质点, 其所受外力 $F_i=0$, 故

$$F_i\delta x_i=0 \tag{1.3}$$

由于 F_i 可表示为驱动力 F_i^a 与约束力 F_i^c 的合力, 且一般情况下 $F_i^c\delta x_i=0$(如曲面上运动时 F_i 必须沿法线方向), 故

$$F_i^a\delta x_i=0 \tag{1.4}$$

称此式为虚功原理. 注: 虽然此时 δx_i 是约束条件下任取的, 但由于其互相不独立, 故不能从此式中推出 $F_i^a=0$.
考虑一个不属于力学平衡状态的体系, 引入惯性力 $-\dot{p}_i$, 可以得到

$$(F_i^a-\dot{p}_i)\delta x_i=0 \tag{1.5}$$

称此式为 D'Alembert 原理. 由于

$$\delta x_i=\frac{\partial x_i}{\partial q_j}\delta q_j \tag{1.6}$$

故

$$F_i^a\frac{\partial x_i}{\partial q_j}\delta q_j=m_i\frac{\mathrm{d}\dot{x}_i}{\mathrm{d}t}\frac{\partial x_i}{\partial q_j}\delta q_j \tag{1.7}$$

令 $Q_j=F_i^a\dfrac{\partial x_i}{\partial q_j}$, 称其为广义力.

§1.3 Euler-Lagrange 方程

由于

$$m_i\frac{\mathrm{d}\dot{x}_i}{\mathrm{d}t}\frac{\partial x_i}{\partial q_j}=m_i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\dot{x}_i\frac{\partial x_i}{\partial q_j}\right)-m_i\dot{x}_i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j}\right) \tag{1.8}$$

又由 (1.2) 式可得

$$\frac{\partial \dot{x}_i}{\partial \dot{q}_j}=\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \tag{1.9}$$

将 (1.9) 式代入 (1.8) 式, 整理得

$$m_i\frac{\mathrm{d}\dot{x}_i}{\mathrm{d}t}\frac{\partial x_i}{\partial q_j}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial\left(\frac{1}{2}m_i\dot{x}_i^2\right)}{\partial \dot{q}_j}-\frac{\partial\left(\frac{1}{2}m_i\dot{x}_i^2\right)}{\partial q_j} \tag{1.10}$$

令动能 $T=\dfrac{1}{2}m_i\dot{x}_i^2$, 代入 (1.7) 式, 得

$$\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j}-\frac{\partial T}{\partial q_j}-Q_j\right)\delta q_j=0 \tag{1.11}$$

由于此时 δq_j 为任取且相互独立, 故

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j}-\frac{\partial T}{\partial q_j}-Q_j=0 \tag{1.12}$$

假设 F_i^a 由一与速度无关的势场提供, 即 $F_i^a=-\dfrac{\partial V}{\partial x_i}$, 则

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial(T-V)}{\partial \dot{q}_j}-\frac{\partial(T-V)}{\partial q_j}=0 \tag{1.13}$$

令 $L=T-V$, 即 $\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\dfrac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}-\dfrac{\partial L}{\partial q_j}=0$, 得到 Euler-Lagrange 方程.

§1.4 弱耗散系统

对于一耗散体系,(1.5) 式不在适用. 假设阻力 $F^D=-k_jv_j(j=1,2,3)$, 构造瑞称耗散函数 $F=\sum\limits_{i=1}^{N}\dfrac{1}{2}k_jv_{ij}^2(j=1,2,3)$, 显然 $F^D=-\dfrac{\partial F}{\partial v}$. 将广义力中驱动力一项并

入 L(Lagrange 量), 则 $Q_j = F^D \dfrac{\partial x_i}{\partial q_i}$, 即

$$Q_j = -\frac{\partial F}{\partial \dot{x}_i}\frac{\partial x_i}{\partial q_j} = -\frac{\partial F}{\partial \dot{q}_i} \tag{1.14}$$

此时 Euler-Lagrange 方程修正为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} - \frac{\partial L}{\partial q_j} + \frac{\partial F}{\partial \dot{q}_i} = 0 \tag{1.15}$$

第二章 最小作用量原理

§2.1 泛函与变分

考虑一组曲线 $y(x)$ 在区间 $[x_1,x_2]$ 上的长度 $S=\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{1+(y')^2}\mathrm{d}x$, 对于每一个确定的函数 $y(x)$, 都可以在实数集中找到与之唯一对应的数 S, 我们把这种关系称为泛函, 即函数空间向实数集的映射, 记为 $J[y]$,$y(x)$ 成为变量函数,$J[y]$ 称为 $y(x)$ 的泛函. 下面只讨论积分形式的泛函, 可记为 $J[y]:S=\int_{x_1}^{x_2}F(y,y',x)\mathrm{d}x$, 任取一个与 $y(x)$ 相近的函数 (严格定义不给出, 直观上理解即可), 将其与 $y(x)$ 的差记为 $\delta y(x)$, 称为 $y(x)$ 的变分.

§2.2 泛函极值与 Euler-Lagrange 方程

考虑一组 x_1,x_2 两端函数值固定的函数, 若要使两端点之间的弧长最短, 等价于求积分 $S=\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{1+(y')^2}\mathrm{d}x$ 的最小值, 这就是一个最简单的泛函极值问题. 类比函数极值可以得到泛函 $J[y]$ 的最小值, 即 $\forall y(x), J[y+\delta y]-J[y]\geqslant 0$ 恒成立, 代入一般表达式为

$$J[y+\delta y]-J[y]=\int_{x_1}^{x_2}F[y+\delta y,y'+(\delta y)',x]\mathrm{d}x-\int_{x_1}^{x_2}F(y,y',x)\mathrm{d}x \tag{2.1}$$

Taylor 展开得到

$$J[y+\delta y]-J[y]=\int_{x_1}^{x_2}\left[\frac{\partial F}{\partial y}\delta y+\frac{\partial F}{\partial y'}(\delta y)'\right]\mathrm{d}x+\frac{1}{2}\int_{x_1}^{x_2}\left[\frac{\partial}{\partial y}\delta y+\frac{\partial}{\partial y'}(\delta y)'\right]^2 F\mathrm{d}x+\cdots \tag{2.2}$$

记 $\int_{x_1}^{x_2}\left[\frac{\partial F}{\partial y}\delta y+\frac{\partial F}{\partial y'}(\delta y)'\right]\mathrm{d}x$ 为 $\delta J[y]$, 称为 $J[y]$ 的一级变分. 类比函数极值可以得到泛函极值的必要条件是一级变分 $\delta J[y]=0$ 即

$$\int_{x_1}^{x_2}\left[\frac{\partial F}{\partial y}\delta y+\frac{\partial F}{\partial y'}(\delta y)'\right]\mathrm{d}x=0 \tag{2.3}$$

对其进行分部积分, 得

$$\frac{\partial F}{\partial y'}\delta y\Big|_{x_1}^{x_2}+\int_{x_1}^{x_2}\left[\frac{\partial F}{\partial y}\delta y-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\frac{\partial F}{\partial y'}\right)\right]\delta y\mathrm{d}x=0 \tag{2.4}$$

考虑边界条件 $\delta y(x_1)=\delta y(x_2)=0$(两端固定), 又由于右式 δy 可任取, 我们不加证明地指出 (变分学基本引理可以证明这个结论)

$$\frac{\partial F}{\partial y}-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\frac{\partial F}{\partial y'}=0 \tag{2.5}$$

得到泛函极值的 Euler-Lagrange 方程. 有关数学的介绍就到这里, 如果有兴趣可以参考泛函分析课本.

§2.3 最小作用量原理与 Lagrange 函数的形式

下面介绍分析力学中最重要的原理: 最小作用量原理. 简而言之, 任意一个只存在完整约束的力学系统, 都可以用它的广义坐标 q_j 的泛函 S 表示其运动路径, 称其为力学系统的作用量, 可以写成 $S=\int_{t_1}^{t_2}L(q_j,\dot{q}_j,t)\mathrm{d}t$ 的形式, 当 S 取极小值时确定的运动路径为这个系统真实的运动路径, 式中 $L(q_j,\dot{q}_j,t)$ 称为 Lagrange 函数. 与前述泛函极值的 Euler-Lagrange 方程推导类似, 我们可以得到

$$\int_{t_1}^{t_2}\left[\frac{\partial L}{\partial q_j}-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}\right)\right]\delta q_j\mathrm{d}t=0 \tag{2.6}$$

前述变分法基本引理对这个和式依然有效, 得到 j 个方程 (j 是自由量)

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}\right)-\frac{\partial L}{\partial q_j}=0 \tag{2.7}$$

这就是分析力学中的 Euler-Lagrange 方程. 下面讨论 Lagrange 函数的形式.

首先注意到 $L(q_j,\dot{q}_j,t)$ 的选取具有任意性, 假如令其增加一项某个关于坐标和时间的函数的全导数, 即 $L'=L+\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}f(q,t)$, 代入作用量, 得到

$$\delta S'=\int_{t_1}^{t_2}\delta L(q_j,\dot{q}_j,t)\mathrm{d}t+\int_{t_1}^{t_2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}[f(q+\delta q,t)-f(q,t)]\mathrm{d}t \tag{2.8}$$

第二项可化为

$$\frac{\partial f}{\partial q}\delta q(t_2)-\frac{\partial f}{\partial q}\delta q(t_1)=0(\delta q(t_1)=\delta q(t_2)=0) \tag{2.9}$$

故其对导出 Euler-Lagrange 方程无影响, 即 L 与 L' 等价.

接下来从最简单的情况开始讨论, 即例子在惯性系 K 中的自由运动. 显然运动只与 $|\boldsymbol{v_0}|$ 有关, 所以可以认为 Lagrange 函数只含 $\boldsymbol{v}^2$, 即 $L(\boldsymbol{v_0}^2)$. 然后, 令 K 相对于惯性系 K' 以无穷小的速度 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 移动, 则质点在 K' 系中速度 $\boldsymbol{v}=\boldsymbol{v_0}+\boldsymbol{\varepsilon}$, 在 K' 系中 $L'=L(\boldsymbol{v_0}^2+2\boldsymbol{v_0}\boldsymbol{\varepsilon}+\boldsymbol{\varepsilon}^2)$, 略去高阶小量 $\boldsymbol{\varepsilon}^2$ 得到 $L'=L(\boldsymbol{v_0}^2+2\boldsymbol{v_0}\boldsymbol{\varepsilon})$. 由伽利略相对

性原理知, 相同的运动在不同惯性系中的 Lagrange 函数等价, 即 $L'-L$ 为某个只含坐标和时间的函数对时间的全导数 $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}f(\boldsymbol{x},t)$, 由于

$$L'-L=\frac{\partial L}{\partial \boldsymbol{v_0}^2}\cdot 2\boldsymbol{v_0}\cdot\boldsymbol{\varepsilon}=2\frac{\partial L}{\partial \boldsymbol{v_0}^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\boldsymbol{x}\cdot\boldsymbol{\varepsilon}) \tag{2.10}$$

所以 $2\frac{\partial L}{\partial \boldsymbol{v_0}^2}$ 为常量, 定义这个常量为质量, 记作 m, 则

$$L(\boldsymbol{v_0}^2)=\frac{1}{2}m\boldsymbol{v_0}^2 \tag{2.11}$$

2.11 式即为质点在惯性系中自由运动时的 Lagrange 函数. 不考虑质点间相互作用, 由 N 个质点组成的体系有

$$L=\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{2}m_i\boldsymbol{v_i}^2 \tag{2.12}$$

如果考虑封闭体系质点的相互作用, 则应在 L 后附加一项, 这一项与所有质点的位置有关

$$L=\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{2}m_i\boldsymbol{v_i}^2-V(\boldsymbol{x_1},\boldsymbol{x_2},\cdots\boldsymbol{x_N}) \tag{2.13}$$

于是我们得到了封闭质点系的 Lagrange 函数, 若使用广义坐标, 则

$$L=\sum_{i,j}\frac{1}{2}a_{ij}(q)\cdot\dot{q}_i\dot{q}_j-V(q_1,q_2,\cdots q_f) \tag{2.14}$$

附: 物理学的公理化

分析力学与矢量力学最大的不同在于它是一个公理化体系, 是高度数学化的. 这个公理是最小作用量原理和 Lagrange 函数的形式. 我们导出 Lagrange 函数形式的时候并非通过严格的推导, 而是寻求必要的条件" 连蒙带猜", 所以它的形式也是分析力学的公理. 公理到此就没有了, 理论上说, 依靠公理可以严格导出整个分析力学体系, 这也是为什么分析力学是四大力学中最美丽动人的一个了.