

MECANICA

Patricio Cordero S.

Departamento de Física Facultad de Ciencias Físicas y
Matemáticas
Universidad de Chile

versión 2016 e¹

¹* Se agradece hacer llegar observaciones sobre posibles errores, falta de claridad u otros a pcordero@ing.uchile.cl .

Índice general

Prefacio	12
1. Movimiento y Coordenadas	15
1.1. Posición y movimiento	15
1.2. Velocidad angular	19
1.2.1. La deducción básica	19
1.2.2. Ejemplo sencillo	20
1.2.3. Otro ejemplo: caída libre	21
1.3. Coordenadas y movimiento	22
1.3.1. Coordenadas cartesianas	23
1.3.2. Coordenadas cilíndricas	23
1.3.3. Coordenadas esféricas	25
1.3.4. La velocidad angular en coordenadas esféricas	27
1.3.5. Elementos de superficie y volumen	28
1.4. Rapidez, aceleración centrípeta y tangencial	29
1.4.1. Velocidad y rapidez	30
1.4.2. Coordenadas intrínsecas: los vectores \hat{t} y \hat{n}	33
1.4.3. Aceleración centrípeta y tangencial	34
1.5. Movimientos particulares	37
1.5.1. Movimiento uniforme	37
1.5.2. Movimiento con aceleración constante	37
1.5.3. Movimiento circunferencial	38

1.6. Problemas	39
2. Dinámica	43
2.1. Momentum lineal, fuerza y leyes de Newton	43
2.1.1. De Galileo a Newton	43
2.1.2. Pequeña historia	46
2.1.3. Ejemplos de fuerzas	46
2.1.4. Ecuaciones lineales	47
2.2. Muchas partículas	48
2.2.1. Caso discreto	48
2.2.2. Caso continuo	51
2.3. Momento Angular y Torque	52
2.3.1. Ecuaciones generales	52
2.3.1.1. Del péndulo esférico al péndulo cónico	54
2.3.1.2. El péndulo simple	57
2.3.2. El centro de masa y el momento angular	58
2.3.3. Momento angular y torque asociado a sistemas continuos	60
2.4. Sistemas de dos partículas	63
2.4.1. Masa reducida	63
2.5. Fuerzas centrales	64
2.5.1. La idea	64
2.5.2. Corolario: segunda ley de Kepler.	65
2.5.3. La boleadora simple	66
2.6. Problemas	66
3. Fuerzas específicas y movimiento	69
3.1. Ley de Gravitación Universal	69
3.1.1. La ley	69
3.1.2. Newton	71
3.1.3. Aceleración de gravedad	72

3.2. Fuerza elástica ideal	73
3.2.1. Generalidades	73
3.3. Fuerzas de roce estático y deslizante	74
3.3.1. Roce estático	74
3.3.2. Roce deslizante o dinámico	75
3.4. Roce viscoso	76
3.4.1. Generalidades	76
3.4.2. Roce viscoso lineal	77
3.4.3. Roce viscoso cuadrático	80
3.4.3.1. Sin gravedad	81
3.4.3.2. Con gravedad	82
3.5. Integración numérica de ecuaciones de movimiento	86
3.6. Problemas	88
4. Trabajo y energía	91
4.1. Trabajo y energía cinética	91
4.2. Potencia	95
4.3. La energía cinética de un sistema	95
4.4. Fuerzas conservativas y energía potencial	96
4.4.1. Energía mecánica	96
4.4.2. Energía mecánica de un sistema de partículas	99
4.4.3. Fuerzas centrales y energía potencial	100
4.4.3.1. Energía potencial de fuerzas centrales	100
4.4.3.2. La energía potencial asociada a la fuerza de gra- vitación universal	102
4.4.3.3. La energía potencial del oscilador armónico tri- dimensional	102
4.5. Energía mecánica total no conservada	103
4.5.1. Dos formas de ver el asunto	103
4.5.2. Caso unidimensional analizado desde dos sistemas de re- ferencia	104

4.5.3.	Ejemplo de variación de la E_{MT}	105
4.6.	Problemas	106
5.	Equilibrio y oscilaciones	109
5.1.	Energía potencial y equilibrio	109
5.1.1.	Punto de equilibrio	109
5.1.2.	Análisis unidimensional	110
5.1.2.1.	Integración de caso conservativo unidimensional	112
5.1.2.2.	Caso sencillo en que la energía no se conserva .	113
5.1.3.	Discusión avanzada: Tiempos de frenado en puntos de retorno	113
5.1.3.1.	El punto de retorno no corresponde a un máxi- mo de la energía potencial	114
5.1.3.2.	El punto de retorno es un máximo de la energía potencial	115
5.2.	Pequeñas oscilaciones en torno a un punto de equilibrio.	116
5.2.1.	Oscilaciones 1D.	116
5.2.1.1.	Cuando la coordenada relevante no es una lon- gitud	117
5.2.1.2.	Ejemplo de energía y pequeñas oscilaciones . . .	118
5.2.2.	Otra vez el péndulo simple	120
5.2.3.	Equilibrio y pequeñas oscilaciones en 2D	121
5.2.3.1.	Generalidades	121
5.2.3.2.	Un sistema oscilante doble y simétrico	123
5.2.3.3.	Otro caso de doble oscilador	125
5.2.3.4.	Visión general del oscilador doble	126
5.3.	Oscilador forzado	127
5.3.1.	La ecuación del oscilador forzado	127
5.3.2.	Resonancia y batido	128
5.3.3.	Ejemplos en la práctica	130

5.3.4. Un ejemplo sencillo	131
5.4. Oscilador amortiguado	132
5.5. Oscilador forzado y amortiguado	134
5.6. Problemas	138
6. Fuerzas centrales y planetas	141
6.1. Barrera centrífuga y la energía potencial efectiva U^*	141
6.1.1. Noción de barrera centrífuga	141
6.1.2. Órbitas circunferenciales	144
6.1.3. Integración numérica à la Verlet	146
6.1.3.1. Integración de la ecuación radial	146
6.1.3.2. Integración de las ecuaciones para $x(t)$ e $y(t)$	147
6.1.4. Ecuación de Binet	149
6.2. Planetas y todo eso	150
6.2.1. La ecuación de la órbita y su integral	150
6.2.2. Cónicas	151
6.2.2.1. Elipses: $e^2 < 1$	152
6.2.2.2. Hipérbolas: $e^2 > 1$	153
6.2.2.3. Parábola: $e^2 = 1$	153
6.2.3. El caso planetario	154
6.2.4. La tercera ley de Kepler	156
6.2.5. Sobre materia oscura	158
6.3. Problemas	159
7. Movimiento relativo	161
7.1. Cinemática relativa	161
7.1.1. Fuerzas y seudofuerzas	161
7.1.2. Sistemas de referencia y su relación	162
7.1.3. Derivadas de vectores en distintos sistemas de referencia	163

7.1.3.1.	Derivada de un vector unitario	163
7.1.3.2.	La derivada del vector posición en dos sistemas de referencia	164
7.2.	Velocidad y aceleración en un sistema no inercial	165
7.3.	La ecuación de movimiento en un sistema de referencia no inercial	167
7.4.	Nave espacial que rota	173
7.5.	Efectos de la rotación de la Tierra	175
7.5.1.	Cuestiones generales	175
7.5.2.	Desviación en caída libre	180
7.5.3.	Aproximación al péndulo de Foucault	181
7.5.4.	En plano XY barra 2 gira en extremo de barra 1 que gira .	183
7.6.	Problemas	185
8.	Sistemas de partículas y dinámica de cuerpos rígidos	187
8.1.	Repaso	187
8.1.1.	Centro de masa G y posiciones con respecto a G	187
8.1.2.	Momento angular	188
8.2.	Momento angular y matriz de inercia	189
8.2.1.	Generalidades	189
8.2.2.	El caso $\mathcal{O}' = G$	191
8.2.3.	Sistema rígido con punto P fijo en S	192
8.3.	La estructura de una matriz de inercia	192
8.3.1.	Su forma matricial	192
8.3.2.	Teorema de Steiner	194
8.3.3.	Dos ejemplos para desarrollar	195
8.4.	Energía cinética y la matriz de inercia	196
8.4.1.	General	196
8.5.	Dinámica y ejemplos	197
8.5.1.	Las ecuaciones básicas	197
8.5.2.	Péndulo cónico doble	197

8.5.2.1.	Descripción en sistema S'	197
8.5.2.2.	Descripción en el sistema S''	199
8.5.3.	Una semicircunferencia con densidad lineal uniforme	200
8.5.4.	Rodando pendiente abajo	202
8.5.5.	Sistema oscilante sin punto fijo	203
8.5.6.	Disco que rota en círculo sobre un plano	204
8.5.7.	Trompo invertido en movimiento cónico	205
8.6.	Noción del momento de inercia $I_{P,\hat{n}}$ y aplicaciones	208
8.6.1.	El concepto	208
8.6.2.	Nuevamente el teorema de Steiner	209
8.6.3.	Ejemplos	210
8.6.3.1.	Algunos péndulos con cilindros	210
8.6.3.2.	Caso especial	211
8.6.3.3.	Un círculo como péndulo	211
8.7.	Problemas	212
9.	Ecuaciones de Euler-Lagrange	215
9.1.	Principio de Hamilton	215
9.1.1.	Coordenadas generalizadas	216
9.1.2.	Funcional de acción $S[\vec{q}]$ y el lagrangiano $L(\vec{q}(t), \dot{\vec{q}}(t), t)$	216
9.1.3.	Ecuaciones de Euler-Lagrange	217
9.2.	Lagrangiano para las ecuaciones de Newton	219
9.2.1.	Pequeños ejemplos	220
9.2.2.	Ejemplo: partícula deslizando en superficie cónica	221
9.2.3.	Método lagrangeano para el péndulo esférico	222
9.2.4.	Ejemplo: péndulo que nace en barra que rota	223
9.2.5.	Ejemplo: caso con dos masas	224
9.2.6.	Ejemplo: péndulo cónico perturbado	226
9.2.7.	Ejemplo sencillo con cuerpo rígido	228
9.2.8.	Ejemplo: cadena de osciladores y modos normales	229

9.2.8.1.	El lagrangiano	229
9.2.8.2.	Modos normales	230
9.2.8.3.	Límite al continuo y el uso de \hbar	233
9.2.9.	Partícula cargada en presencia de campo electromagnético	234
9.2.10.	Y aun otros ejemplos	235
9.3.	Problemas	235
A.	Operadores ∇ (nabla) en coordenadas curvilíneas	237
A.1.	Gradiente, divergencia, rotor y laplaciano	237
B.	Movimiento relativo	239
B.1.	Área barrida y velocidad angular	239
B.2.	Derivada temporal según el sistema de referencia	240
B.2.1.	Derivada de un vector cualquiera	240
B.2.2.	Derivada del vector posición	241
B.2.3.	Derivada del vector velocidad	241
B.2.4.	La ecuación de movimiento en un sistema no inercial . . .	242
B.3.	Ejemplo	243
C.	Elementos de relatividad	245
C.1.	Telón de fondo	245
C.2.	Primeros pasos	248
C.3.	Relatividad y curvatura del espacio	252
C.4.	Los postulados de 1905 y algo más	253
C.5.	Ilustraciones	256
C.5.1.	Vida media y partículas veloces	256
C.5.2.	Efecto Doppler	257
C.5.3.	Los aparatos GPS	257
C.6.	Formalización de Relatividad Especial	258
C.6.1.	Transformaciones de Lorentz en 1+1 dimensiones	258
C.6.2.	Tiempo propio	261

C.6.3. La velocidad relativista	263
C.6.4. Momentum relativista	263
C.6.5. Energía cinética y energía	265

Prefacio

Hacia el año –350 Aristóteles enunció los principios físicos que iban a durar casi dos mil años, hasta que Copérnico, Kepler, Galileo y Newton los sustituyeran.

El modelo aristotélico tiene una gran importancia en el desarrollo del pensamiento europeo, no solo porque permaneció largo tiempo como forma de entender el mundo sino porque sin conocerlo no puede entenderse el proceso de cambio de paradigma iniciado por Copérnico.

Su atractivo se basaba en su coherencia y en la capacidad de explicar los fenómenos observados. La Iglesia Católica lo aceptó a partir del siglo XII y el proceso de sustituir el modelo aristotélico por el de la mecánica clásica fue muy difícil, complicado y a veces violento.

La cosmología de Aristóteles se puede enunciar, de una manera muy resumida como sigue: el centro del universo coincide con el centro de la Tierra; el universo se divide en dos partes bien diferenciadas que están separadas por la esfera de la Luna; ambas partes están constituidas por elementos diferentes, es decir, por diferentes tipos de “átomos”, y se comportan de acuerdo a leyes distintas; la Tierra, situada por debajo de la esfera de la Luna, está constituida por cuatro elementos o esencias que, debidamente combinados, formaban todas las substancias materiales que hay en ella.

* * *

Uno de los hitos que permitió comenzar a dejar de lado el idealismo anterior que tal vez se pueda caracterizar con la idea de que “*la teoría es más importante que la observación y los experimentos*” se produjo cuando el polaco Nicolás Copérnico (1473-1543) en el siglo XVI propuso que el Sol y no la Tierra es el centro del universo. Luego Kepler (1571-1630), haciendo uso de la formidable cantidad de observaciones celestes hechas por el danés Tycho Brahe (1546-1601) logró, a mediados del siglo XVI, plantear sus leyes del movimiento planetario.

El franciscano Giordano Bruno (1548-1600) se atreve a decir que ni aun el Sol es el centro del universo y afirma que las otras estrellas son como el Sol, tienen planetas a su alrededor y hay vida en ellos. Terminó en la hoguera.

Galileo (1564-1642), haciendo uso del telescopio, pudo establecer que la Luna tiene cráteres y que Júpiter tiene lunas: lo que vemos en el cielo no es perfecto y esos cuerpos están sometidos a leyes de movimiento. Galileo también pudo establecer la ley de movimiento de un cuerpo rodando por un plano inclinado.

Pero fue su defensa de que la Tierra gira en torno al Sol lo que fue considerado como un ataque al geocentrismo de Aristóteles y por lo tanto herético.

La sentencia de la Inquisición en junio 22 de 1633 contra Galileo puede separarse en tres puntos: ◦ es culpable de defender que el Sol es el centro del universo, la Tierra no está en el centro y además se mueve; ◦ se le condena a prisión perpetua, (la que al día siguiente fue conmutada por arresto domiciliario por el resto de su vida); ◦ sus *Diálogos* fueron prohibidos así como cualquiera otro de sus trabajos, incluyendo los que pudiera escribir en el futuro.

Leibniz (1646-1716) desarrolló el concepto de lo que hoy denominamos “energía cinética”. Faltaban aun décadas para que se desarrollaran nociones de otras formas de energía, en particular energía potencial, pero la Mecánica había nacido.

Isaac Newton (1642-1726) logró hacer un avance gigantesco. Estableció las leyes básicas de movimiento, tanto en nuestro alrededor como de cuerpos celestes. En 1687 publicó su *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* lo que además le requirió desarrollar el cálculo infinitesimal independientemente del trabajo que en cálculo hizo Leibniz.

Capítulo 1

Movimiento y Coordenadas

1.1. Posición y movimiento

Los primeros movimientos que fueron descritos por medio de ecuaciones fueron los que se refieren al movimientos de cuerpos en el cielo: el movimiento del Sol y la Luna, el movimiento de las estrellas y —en un momento culminante— el movimiento de los planetas que nos dieron Copérnico, Galileo, Kepler y Newton en tres etapas de la historia.

Todas estas primeras descripciones cuantitativas de movimiento se hicieron como si los cuerpos fuesen simples puntos en movimiento ya que, en efecto, de este modo lo esencial queda descrito por el movimiento del centro del cuerpo.

Normalmente el movimiento descrito abarca una trayectoria que es muchísimas veces más grande que el tamaño del cuerpo en cuestión. Por ejemplo, el diámetro de la Tierra es unas cien mil veces más chico que el diámetro de su órbita alrededor del Sol.

Tolomeo (siglo II) describe con mucho ingenio el movimiento de los planetas colocando a la Tierra casi al centro. Copérnico (contemporáneo de Colón) expone en 1512 que el Sol está al centro y los planetas tienen órbitas perfectamente circunferenciales alrededor del Sol. Casi un siglo después Kepler descubre que las órbitas de los planetas son elípticas. Su "Nueva Astronomía" es publicada en 1607.

Cuando en 1632 Galileo publicó su libro "Diálogos sobre los dos sistemas del mundo" (el de Tolomeo y el de Copérnico), fue acusado y enjuiciado por la Inquisición.

La atención en el estudio de MECÁNICA en una buena parte estará dirigida a describir *puntos* en movimiento. Es recién en el capítulo 8 en el que se aborda la dinámica de cuerpos extendidos y la matriz de inercia asociada a ellos.

Un importante aporte de Galileo fue descubrir que el movimiento de cuerpos en caída libre y el movimiento de proyectiles en lanzamiento balístico depende de la llamada *aceleración de gravedad*, g . Al nivel del mar aproximadamente es $g = 9,8 \frac{m}{s^2}$.

Para describir el movimiento de un punto es necesario establecer un sistema de referencia con respecto a la cual se define posiciones y velocidades. Un sistema de referencia consiste en un punto designado \mathcal{O} —llamado el *origen*— y tres ejes X , Y y Z perpendiculares entre sí que nacen en \mathcal{O} . Se los llama *ejes de coordenadas*. Por definición *el sistema de referencia* está inmóvil con respecto a sí mismo.

Asociados a los ejes de coordenadas se tiene tres vectores unitarios $\{\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}\}$, a veces también llamados $\{\hat{i}_1, \hat{i}_2, \hat{i}_3\}$ de modo que el vector posición \vec{r} asociado a un punto P cualquiera se puede escribir

$$\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} = \sum_{n=1}^3 x_n \hat{i}_n \quad (1.1.1)$$

donde $x_1 \equiv x$, $x_2 \equiv y$, $x_3 \equiv z$.

Para describir el movimiento de un punto P en tres dimensiones y —a veces en un plano, es decir, en dos dimensiones— se asocia a la posición del punto en estudio un vector $\vec{r}(t)$. El *vector posición* —que en general varía en el tiempo— se define en relación a un sistema de referencia en la forma dada en la ecuación (1.1.1).

En su evolución $\vec{r}(t)$ define una curva que se denomina *trayectoria*.

Una trayectoria puede ser definida como una relación entre las coordenadas. Por ejemplo, un objeto en un plano, con coordenadas cartesianas (x, y) puede tener una trayectoria dada por

$$\frac{x^2}{b^2} + \frac{y^2}{a^2} = 1.$$

Otro ejemplo,

$$z = \frac{4z_m}{x_m^2} (x_m - x) x$$

representa una trayectoria parabólica en el plano XZ tal que si $x = 0$ y también si $x = x_m$ se obtiene $z = 0$ mientras que cuando $x = x_m/2$ la coordenada z alcanza un valor máximo $z = z_m$.

La velocidad es la variación de la posición en el tiempo, y la aceleración es la

variación de la velocidad en el tiempo. Ambas son cantidades vectoriales:

$$\vec{v}(t) = \frac{d\vec{r}(t)}{dt}, \quad \vec{a}(t) = \frac{d\vec{v}(t)}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}. \quad (1.1.2)$$

caminata normal	1
máxima velocidad en ciudad	18
v_{\max} en caída libre	50
avión comercial	275
velocidad del sonido en Valparaíso	340

Cuadro 1.1: *Valor aproximado de algunas velocidades comunes expresadas en metros por segundo.*

Al definir al vector velocidad como la derivada del vector posición se está definiendo a la velocidad como el límite:

$$\vec{v}(t) = \frac{d\vec{r}}{dt} \equiv \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\vec{r}(t + \epsilon) - \vec{r}(t)}{\epsilon}.$$

Para ilustrar este punto compruebe, mediante un dibujo, que el vector velocidad en un instante t , asociado a un movimiento sobre una curva, necesariamente es paralelo a la tangente a la curva en el punto que define $\vec{r}(t)$.

Las expresiones anteriores pueden ser invertidas. Por ejemplo, la definición de velocidad en (1.1.2) puede ser integrada, utilizando como variable de integración t' , definida desde un tiempo inicial t_0 hasta un tiempo arbitrario t ,

$$\vec{r}(t) - \vec{r}(t_0) = \int_{t_0}^t \vec{v}(t') dt'$$

que es más conveniente escribir en la forma

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(t_0) + \int_{t_0}^t \vec{v}(t') dt'. \quad (1.1.3)$$

Así, por ejemplo, si $t = t_0$ el término integral es nulo ya que el dominio de integración es nulo y resulta una identidad. Si se deriva a ambos lados en (1.1.3) se recupera la expresión para la velocidad, (1.1.2).

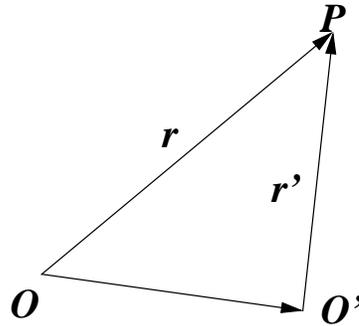


Figura 1.1: Vectores posición a partir de dos orígenes distintos.

En forma similar se puede invertir la definición de aceleración obteniéndose

$$\vec{v}(t) = \vec{v}(t_1) + \int_{t_1}^t \vec{a}(t') dt'. \quad (1.1.4)$$

Ejemplo: Problema de lanzamiento de un objeto desde una posición inicial $\vec{r}(t_0) = \vec{r}_0$ con una velocidad $\vec{v}(t_0) = \vec{v}_0$ sabiendo que la aceleración tiene un valor fijo: $\vec{a}(t) = \vec{g}$.

Primero se usa (1.1.4) obteniéndose

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \vec{g} \int_{t_0}^t dt' = \vec{v}_0 + (t - t_0) \vec{g}. \quad (1.1.5)$$

Luego se usa esta última expresión en (1.1.3) y puede comprobarse que arroja

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + (t - t_0) \vec{v}_0 + \frac{(t - t_0)^2}{2} \vec{g} \quad \blacktriangleleft \quad (1.1.6)$$

Si el movimiento de un punto P es descrito desde dos orígenes O y O' , los vectores posición \vec{r} y \vec{r}' se relacionan por

$$\vec{r}(t) = \overrightarrow{OO'} + \vec{r}'(t).$$

Si la posición relativa de estos puntos permanece fija, $\overrightarrow{OO'}$ no depende del tiempo y tanto la velocidad como la aceleración respecto a ambos orígenes son iguales.

♣ *¿A qué velocidad crece el pelo? ¿Cuál es el récord en carreras de 100 metros? (En carreras olímpicas de 60 metros los atletas alcanzan velocidades algo menores a 8,6 metros por segundo.) ¿A qué velocidad remacha un buen tenista?*

♣ *Si un automóvil va a 18 metros por segundo y frena con una aceleración negativa de magnitud $2g$, ¿en qué distancia se detiene? ¿Cuánto vale su “peso” en ese momento? Esta pregunta se refiere a la fuerza asociada a la aceleración total.*

♣ *Suponga que un vehículo que iba a 18 metros por segundo en el momento de chocar contra un obstáculo duro, es detenido en una décima de segundo, a través de un proceso con aceleración negativa uniforme. ¿Cuál es el valor de la aceleración durante este proceso?*

♣ *Calcule la velocidad con que llega al suelo un cuerpo que es soltado en reposo desde una altura h . ¿Aproximadamente desde qué altura se atrevería usted a saltar al suelo? ¿A qué velocidad golpean sus pies el suelo? Desde el momento t_0 en que sus pies tocan el suelo hasta que su tronco se detiene, t_1 , los músculos de las piernas actúan como freno. Para simplificar, suponga que esa “frenada” es una aceleración negativa constante α_0 en el lapso (t_0, t_1) . Dé algún valor realista al cambio de altura del su tronco en ese lapso y deduzca un valor numérico para α_0 . Compare ese valor con la aceleración de gravedad.*

♠ *Si se sabe que la velocidad de un punto como función del tiempo es $\vec{v}(t) = \omega R_0 [-\hat{i} \sin \omega t + \hat{j} \cos \omega t] + \hat{k} v_3$ y que la posición en $t = 0$ es $\vec{r}(0) = \hat{i} R_0$, determine la posición del punto en todo instante $t > 0$ y también la aceleración $\vec{a}(t)$. Haga un dibujo tridimensional del movimiento del punto y dibuje la dirección en que apunta $\vec{a}(t)$ en distintas partes de esa trayectoria.*

1.2. Velocidad angular

1.2.1. La deducción básica

El área entre dos radios que forman un ángulo α de una circunferencia de radio R , medido en radianes, es

$$\text{área} = \frac{1}{2} R^2 \alpha. \quad (1.2.1)$$

Considérese la evolución de un punto P descrita por su vector posición $\vec{r}(t)$. La diferencia de posición entre un instante t y otro muy poco después, en $t + dt =$

$t + \varepsilon$ es

$$\vec{r}(t + \varepsilon) \approx \vec{r}(t) + \varepsilon \vec{v}(t) + \mathcal{O}(\varepsilon^2). \quad (1.2.2)$$

En general los vectores $\vec{r}(t)$ y $\vec{r}(t + \varepsilon)$ no son paralelos, sino que difieren por un pequeño ángulo $d\alpha$, de modo que el vector posición barre —durante el intervalo ε — un área $d\vec{S}$ que se puede expresar como el producto cruz

$$d\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{r}(t) \times \vec{r}(t + \varepsilon) \approx \frac{1}{2} \vec{r}(t) \times \varepsilon \vec{v}(t). \quad (1.2.3)$$

De acuerdo a (1.2.1) el valor numérico del área barrida también puede ser expresada aproximadamente como

$$dS \approx \frac{1}{2} r(t)^2 d\alpha. \quad (1.2.4)$$

De las dos últimas expresiones se desprende que

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\|\vec{r}(t) \times \vec{v}(t)\|}{r^2(t)}. \quad (1.2.5)$$

donde se ha identificado $\varepsilon = dt$. A esta expresión escalar se la llama “la magnitud de la velocidad angular”. El vector de velocidad angular $\vec{\omega}$ se define por

$$\vec{\omega} = \frac{\vec{r}(t) \times \vec{v}(t)}{r^2(t)} \quad (1.2.6)$$

y es perpendicular al plano que definen $\vec{r}(t)$ y $\vec{v}(t)$.

1.2.2. Ejemplo sencillo

Un movimiento uniforme y rectilíneo paralelo al eje X y a distancia b de él es descrito por

$$\vec{r} = b \hat{j} + (x_0 - v_0 t) \hat{i} \quad \Longrightarrow \quad \vec{v} = -v_0 \hat{i} \quad (1.2.7)$$

y se ilustra en la Fig. 1.2,

$$x = x_0 - v_0 t, \quad y = b, \quad \phi = \arctan \frac{b}{x_0 - v_0 t}. \quad (1.2.8)$$

De los datos dados en (1.2.7) y de la definición de $\vec{\omega}$ se obtiene que

$$\vec{\omega} = \frac{b v_0 \hat{k}}{b^2 + (x_0 - v_0 t)^2}. \quad (1.2.9)$$

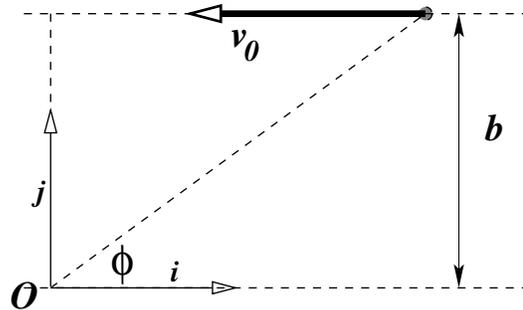


Figura 1.2: Un movimiento rectilíneo y uniforme. La distancia b y la velocidad v_0 son datos.

Por otro lado, se puede calcular $\dot{\phi}$ directamente de observar la figura 1.2,

$$\tan \phi = \frac{b}{x_0 - v_0 t} \implies \dot{\phi} = \omega = \frac{b v_0}{b^2 + (x_0 - v_0 t)^2} \quad (1.2.10)$$

que es coherente con la expresión para la forma vectorial de la velocidad angular, (1.2.9). Nótese que si se hubiera escogido el origen sobre la recta, se tendría que $b = 0$ y se habría obtenido velocidad angular nula. ◀

De lo anterior debiera quedar claro que la velocidad angular depende del origen O respecto al cual se define. Además, la velocidad angular estrictamente es *un vector* cuya magnitud es $d\phi/dt$ y que apunta en la dirección del eje respecto al cual el punto en movimiento gira visto desde ese origen usando la regla de la mano derecha. En el ejemplo anterior la velocidad angular apunta en la dirección \hat{k} , y la *velocidad angular vectorial* en ese ejemplo es $\vec{\omega} = \omega \hat{k}$.

♠ Considere una circunferencia de radio R en el plano XY centrada en un punto del eje X a distancia a del origen. Suponga un punto P que se mueve con rapidez uniforme v_0 sobre esa circunferencia y determine la velocidad angular de P con respecto al origen.

1.2.3. Otro ejemplo: caída libre

La descripción del movimiento de una partícula P que cae por su propio peso en la dirección del eje Y depende de la distancia x_0 al origen de coordenadas. Se describe por los vectores

$$\vec{r} = (x_0, \frac{g}{2} t^2, 0), \quad \vec{v} = (0, gt, 0), \quad \vec{a} = (0, g, 0). \quad (1.2.11)$$

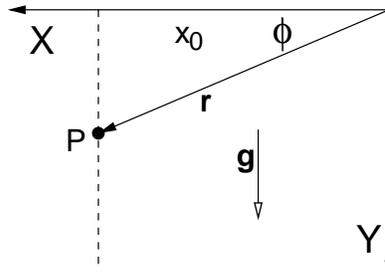


Figura 1.3: El movimiento de una partícula P en caída libre puede ser descrito por su vector posición \vec{r} .

Su velocidad angular es el vector

$$\vec{\omega} = \frac{\vec{r} \times \vec{v}}{\|\vec{r}\|^2} = \frac{x_0 g t}{x_0^2 + \frac{1}{4} g^2 t^4} \hat{k}. \quad (1.2.12)$$

El valor absoluto de la velocidad angular es nulo en el instante $t = 0$, crece hasta alcanzar un valor máximo y luego decrece para anularse asintóticamente para $t \rightarrow \infty$.

♠ Demuestre que la magnitud ω de la velocidad angular alcanza su valor máximo en el instante t_M tal que $t_M^2 = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{x_0}{g}$.

1.3. Coordenadas y movimiento

El movimiento se puede describir con diversos tipos de coordenadas. En lo que sigue se define tres sistemas de coordenadas que se usarán en MECÁNICA: coordenadas cartesianas, cilíndricas y esféricas. Para cada uno de estos sistemas de coordenadas tridimensionales se define tres coordenadas escalares que son (x, y, z) en cartesianas; (ρ, ϕ, z) en cilíndricas y (r, θ, ϕ) en esféricas y además se define vectores unitarios asociados a esas coordenadas espaciales: $(\hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$, $(\hat{\rho}, \hat{\phi}, \hat{k})$ y $(\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi})$ respectivamente. Estos vectores unitarios apuntan en una dirección que, en general, depende del punto que se está describiendo. Sólo en coordenadas cartesianas ellos son siempre los mismos.

1.3.1. Coordenadas cartesianas

Las coordenadas cartesianas se basan en los ejes mutuamente perpendiculares X , Y y Z . Estos ejes tienen asociados los vectores unitarios $(\hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$. Los ejes y los vectores unitarios asociados están fijos al sistema de referencia en el cual se describe el movimiento. Los vectores de posición, velocidad y aceleración son

$$\begin{aligned}\vec{r}(t) &= x(t)\hat{i} + y(t)\hat{j} + z(t)\hat{k} \\ \vec{v}(t) &= \dot{x}(t)\hat{i} + \dot{y}(t)\hat{j} + \dot{z}(t)\hat{k} \\ \vec{a}(t) &= \ddot{x}(t)\hat{i} + \ddot{y}(t)\hat{j} + \ddot{z}(t)\hat{k}\end{aligned}\quad (1.3.1)$$

coordenadas: (x, y, z) vectores base: $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$

Las coordenadas $(x(t), y(t), z(t))$ de un punto móvil dependen del tiempo pero los vectores unitarios son constantes.

1.3.2. Coordenadas cilíndricas

Dado un punto P con coordenadas cartesianas (x, y, z) se dibuja un cilindro cuyo eje coincide con el eje Z y su radio es $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, de tal modo que P está en el manto del cilindro de radio ρ .

La proyección al plano XY del vector posición \vec{r} del punto P es un vector que tiene longitud ρ y forma un ángulo ϕ con el eje X . Las coordenadas cilíndricas de P son las cantidades (ρ, ϕ, z) . La relación con las coordenadas cartesianas es

$$x = \rho \cos \phi, \quad y = \rho \sin \phi, \quad z = z.$$

A este sistema de coordenadas se le asocia vectores unitarios $(\hat{\rho}, \hat{\phi}, \hat{k})$ los cuales se relacionan a $(\hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$ a través de

$$\hat{\rho} = \hat{i} \cos \phi + \hat{j} \sin \phi, \quad \hat{\phi} = -\hat{i} \sin \phi + \hat{j} \cos \phi, \quad \hat{k} = \hat{k}. \quad (1.3.2)$$

Estos vectores unitarios apuntan, en cada punto P escogido, en la dirección en que una sola de las coordenadas cilíndricas varía.

coordenadas: (ρ, ϕ, z) vectores base: $\hat{\rho}, \hat{\phi}, \hat{k}$.

Por ejemplo, si se considera un punto Q infinitesimalmente cercano a P que comparte con P el mismo valor de ρ y de z , pero no tiene la misma coordenada

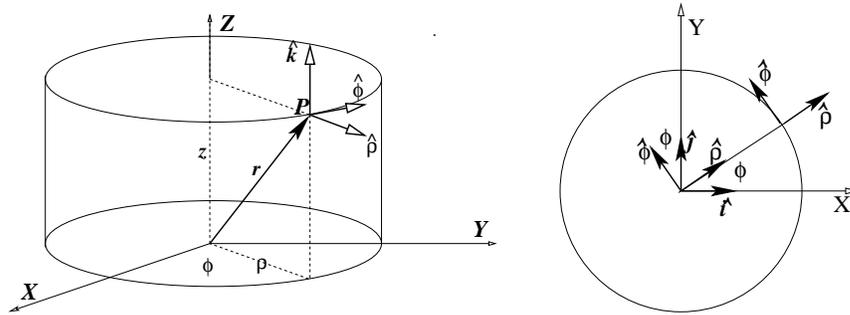


Figura 1.4: A la izquierda las coordenadas cilíndricas de un punto P son: ρ , la distancia de P al eje Z , ϕ que es el ángulo que forma el plano que pasa por el eje Z y por OP con el plano XZ . A la derecha el eje Z es perpendicular al plano de la figura, y se puede apreciar la relación entre las coordenadas (ρ, ϕ) y los vectores unitarios $\hat{\rho}$ y $\hat{\phi}$.

ϕ , sino que $\phi_Q = \phi_P + d\phi$ entonces el vector $\hat{\phi}$ apunta en la dirección de P a Q , esto es, la dirección en que sólo ϕ cambia.

A diferencia del sistema cartesiano de coordenadas, acá la dirección de los vectores unitarios básicos depende del punto P que se esté considerando, esto es, al describir un movimiento los vectores base $\hat{\rho}$ y $\hat{\phi}$ en general cambian de orientación. Las derivadas temporales de ellos son proporcionales a $\dot{\phi}$,

$$\dot{\hat{\rho}} = \dot{\phi} \hat{\phi}, \quad \dot{\hat{\phi}} = -\dot{\phi} \hat{\rho} \quad (1.3.3)$$

como puede verse directamente de (1.3.2). En el caso de un punto móvil las coordenadas dependen por lo general del tiempo: $(\rho(t), \phi(t), z(t))$. De los tres vectores unitarios, dos son variables y ellos dependen del ángulo ϕ que es una coordenada que en general depende del tiempo, es decir: $(\hat{\rho}(\phi(t)), \hat{\phi}(\phi(t)), \hat{k})$.

A esto se debe a que al derivar con respecto al tiempo los vectores unitarios se derivan utilizando la regla de la cadena. Por ejemplo,

$$\dot{\rho} = \frac{d\rho}{dt} \quad \text{pero} \quad \frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{d\phi}{dt} \frac{d\hat{\rho}}{d\phi} = \dot{\phi} \frac{d\hat{\rho}}{d\phi}. \quad (1.3.4)$$

Con todo lo anterior los vectores de posición, velocidad y aceleración en coorde-

nadas cilíndricas son

$$\begin{aligned}
 \vec{r} &= \rho \hat{\rho} + z \hat{k} \\
 \vec{v} &= \dot{\rho} \hat{\rho} + \rho \dot{\phi} \hat{\phi} + \dot{z} \hat{k} \\
 \vec{a} &= (\ddot{\rho} - \rho \dot{\phi}^2) \hat{\rho} + (2\dot{\rho} \dot{\phi} + \rho \ddot{\phi}) \hat{\phi} + \ddot{z} \hat{k} \\
 &= (\ddot{\rho} - \rho \dot{\phi}^2) \hat{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dt} (\rho^2 \dot{\phi}) \hat{\phi} + \ddot{z} \hat{k}.
 \end{aligned} \tag{1.3.5}$$

Todas las cantidades, excepto \hat{k} , dependen en general del tiempo, sin embargo, para que la notación no aparezca tan pesada esta dependencia no se ha hecho explícita.

Volviendo al significado de la frase que dice que los “vectores unitarios apuntan, en cada punto P escogido, en la dirección en que una sola de las coordenadas cilíndricas varía” se observa que si se deriva \vec{r} , dado en (1.3.5), se obtiene $\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\rho}{dt} \hat{\rho} + \rho \frac{d\hat{\rho}}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} + \frac{dz}{dt} \hat{k}$ pero $\frac{d\hat{\rho}}{d\phi} = \hat{\phi}$ por lo que resulta

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\rho}{dt} \hat{\rho} + \rho \frac{d\phi}{dt} \hat{\phi} + \frac{dz}{dt} \hat{k}$$

como ya se afirma arriba en (1.3.5). Cada uno de los tres sumandos anteriores contiene la derivada de una de las tres coordenadas cilíndricas. Si se varía una sola coordenada, esa es la única derivada no nula, y $d\vec{r}/dt$ apunta, como se ha dicho, en la dirección del correspondiente vector unitario.

♣ *Estudie el movimiento de un punto P para el cual las coordenadas cilíndricas en todo momento son: $\rho = \rho_0$, $\phi(t) = \frac{1}{2} \alpha_0 t^2$, $z(t) = A \phi(t)$. Obtenga los vectores de velocidad y aceleración y describa en detalle la geometría de la trayectoria.*

1.3.3. Coordenadas esféricas

Las coordenadas esféricas de un punto P son: la distancia r de P al origen, el ángulo θ que forma \vec{r} con el eje Z y el ángulo ϕ que ya fue definido para coordenadas cilíndricas: (r, θ, ϕ) . Estas coordenadas se relacionan a las coordenadas cartesianas por

$$x = r \sin \theta \cos \phi, \quad y = r \sin \theta \sin \phi, \quad z = r \cos \theta. \tag{1.3.6}$$

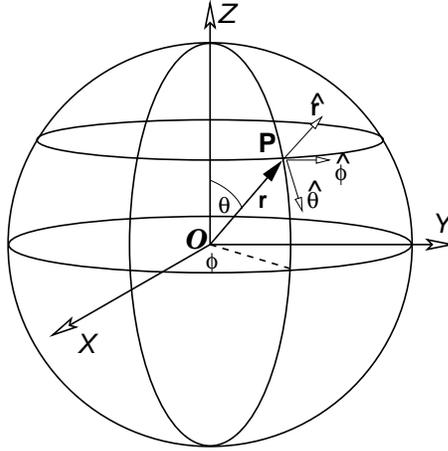


Figura 1.5: La figura representa las coordenadas esféricas y los vectores unitarios asociados.

A estas coordenadas se asocian vectores unitarios y ellos son

$$\begin{aligned}\hat{r} &= (\hat{i} \cos \phi + \hat{j} \sin \phi) \sin \theta + \hat{k} \cos \theta \\ \hat{\theta} &= (\hat{i} \cos \phi + \hat{j} \sin \phi) \cos \theta - \hat{k} \sin \theta \\ \hat{\phi} &= -\hat{i} \sin \phi + \hat{j} \cos \phi\end{aligned}$$

Los vectores base de coordenadas cilíndricas se relacionan a los actuales por

$$\hat{k} = \hat{r} \cos \theta - \hat{\theta} \sin \theta \quad \& \quad \hat{\rho} = \hat{i} \cos \phi + \hat{j} \sin \phi = \hat{\theta} \cos \theta + \hat{r} \sin \theta$$

$$\text{coordenadas: } (r, \theta, \phi) \quad \text{vectores base: } \hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi}.$$

Tal como en el caso anterior, los vectores unitarios básicos dependen del punto que se esté considerando y por tanto ellos, en general, varían con el tiempo. Sus respectivas derivadas son

$$\dot{\hat{r}} = \dot{\phi} \hat{\phi} \sin \theta + \dot{\theta} \hat{\theta}, \quad \dot{\hat{\theta}} = \dot{\phi} \hat{\phi} \cos \theta - \dot{\theta} \hat{r}, \quad \dot{\hat{\phi}} = -\dot{\phi} (\hat{\theta} \cos \theta + \hat{r} \sin \theta). \quad (1.3.7)$$

Es directo ahora obtener expresiones para la posición, la velocidad y la aceleración

en coordenadas esféricas,

$$\vec{r} = r\hat{r} \quad \vec{v} = \dot{r}\hat{r} + r\dot{\phi}\hat{\phi}\sin\theta + r\dot{\theta}\hat{\theta} \quad (1.3.8)$$

$$\vec{a} = \left(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 - r\dot{\phi}^2\sin^2\theta \right)\hat{r} + \left(r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} - r\dot{\phi}^2\sin\theta\cos\theta \right)\hat{\theta} + \frac{\left(r^2\dot{\phi}\sin^2\theta \right)'}{r\sin\theta}\hat{\phi}. \quad (1.3.9)$$

♣ *Compruebe que*

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \hat{r} \frac{dr}{dt} + \hat{\theta} r \frac{d\theta}{dt} + \hat{\phi} r \sin\theta \frac{d\phi}{dt}.$$

♠ *Considere un cono con vértice en el origen y eje que coincide con el eje Z y cuyo ángulo de apertura es θ (es decir, las rectas sobre el manto forman ángulo θ con el eje Z). Describa en coordenadas esféricas el movimiento de un punto que baja por el manto de este cono si se sabe que pierde altura a velocidad constante (es decir, la coordenada $z(t)$ satisface $\dot{z} = -v_3$) y que además $\dot{\phi} = \omega_0$. Tome como condición inicial que el punto está sobre el manto con $r(0) = R_0$ y $\phi(0) = 0$.*

1.3.4. La velocidad angular en coordenadas esféricas

De las expresiones para el vector posición y velocidad en coordenadas esféricas visto en (1.3.8)

$$\vec{r} = r\hat{r}, \quad \vec{v} = \dot{r}\hat{r} + r\dot{\phi}\hat{\phi}\sin\theta + r\dot{\theta}\hat{\theta} \quad (1.3.10)$$

se desprende que en estas coordenadas la expresión genérica para la velocidad angular es

$$\vec{\omega} = -\dot{\phi}\sin\theta\hat{\theta} + \dot{\theta}\hat{\phi} \quad \text{en general.} \quad (1.3.11)$$

Si el eje Z coincide con el eje de rotación el ángulo θ se mantiene constante ($\dot{\theta} = 0$) y la expresión para la velocidad angular se reduce a $\vec{\omega} = -\dot{\phi}\hat{\theta}$ donde, en este caso particular, $\hat{\theta}$ apunta en el sentido $-\hat{k}$ de modo que

$$\vec{\omega} = \dot{\phi}\hat{k} \quad \text{en particular.}$$

1.3.5. Elementos de superficie y volumen

En coordenadas cilíndricas un elemento de superficie sobre el manto cilíndrico de radio ρ es

$$dS = \rho \, d\phi \, dz. \quad (1.3.12)$$

Mientras que el elemento de superficie en un plano perpendicular al eje Z es

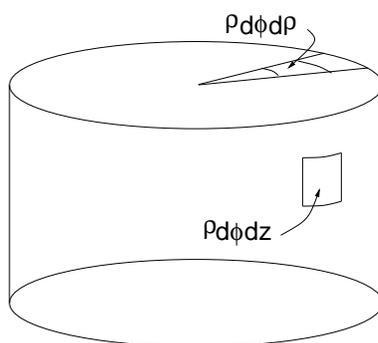


Figura 1.6: *Elementos de superficie en coordenadas cilíndricas.*

$$dS = \rho \, d\rho \, d\phi. \quad (1.3.13)$$

como puede apreciarse en la figura 1.6.

El elemento de volumen es

$$dV = \rho \, d\rho \, d\phi \, dz. \quad (1.3.14)$$

En coordenadas esféricas un elemento de superficie sobre un manto esférico de radio r es

$$dS = r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (1.3.15)$$

y el elemento de volumen es

$$dV = r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\phi. \quad (1.3.16)$$

1.4. Rapidez, aceleración centrípeta y tangencial

La trayectoria de un punto móvil P es una curva \mathcal{C} que normalmente se supondrá diferenciable. Si se toma un punto arbitrario K de esa curva como “origen”, se define la *función arco* $s(t)$ como la longitud de la curva entre K y la posición $P(t)$, el arco KP . Estas longitudes tienen signo porque se debe definir, arbitrariamente, un sentido positivo de recorrer \mathcal{C} . Si para llegar de K a P se debe hacer un recorrido positivo entonces $s(t) > 0$, de lo contrario el arco $s(t)$ es negativo.

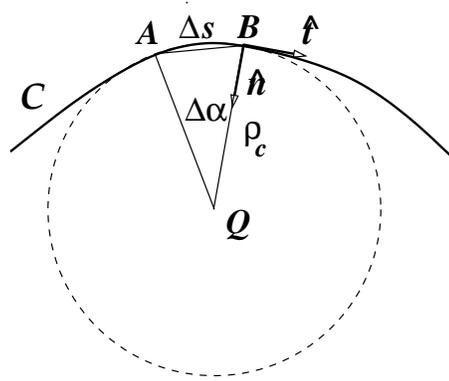


Figura 1.7: Cada punto A de una trayectoria (curva diferenciable) tiene asociado un centro de curvatura Q y un radio de curvatura ρ_c . El arco de trayectoria Δs que describe un punto móvil en un pequeño intervalo Δt es $\Delta s = \rho_c \Delta \alpha$ donde $\Delta \alpha$ es el ángulo que subtiende tal arco desde Q . La cuerda asociada tiene una longitud que coincide con la magnitud del vector $\Delta \vec{r}(t) = \vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)$. El ángulo entre la tangente en A a la trayectoria y $\Delta \vec{r}$ es $\frac{1}{2} \Delta \alpha$. En el límite $\Delta t \rightarrow 0$ la tangente al arco en A apunta en la misma dirección que la cuerda.

La curva \mathcal{C} tiene en cada punto P un vector tangente \hat{t} , un radio de curvatura ρ_c , y un vector \hat{n} —el vector normal— que apunta desde P hacia el centro de curvatura Q asociado como ilustra la figura 1.7. En la figura se destaca dos posiciones de P infinitesimalmente cercanas: los puntos A y B . En B se ha dibujado los vectores normal y tangente: \hat{n} y \hat{t} . Estas nociones permiten hacer una buena descripción del movimiento sobre la curva \mathcal{C} .

1.4.1. Velocidad y rapidez

Considere la trayectoria de un punto en movimiento y sean A y B las posiciones del punto sobre su trayectoria en instantes t y $t + \Delta t$ como se ilustra en la figura 1.7. Si se llama Δs al largo del arco de trayectoria desde A a B, se define la *rapidez* del punto móvil sobre su trayectoria como

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} \quad (1.4.1)$$

que es una cantidad escalar. A continuación se verá la relación que existe entre el concepto de velocidad $\vec{v}(t)$ y el de rapidez $v(t)$. Para definir rapidez se debe dar un sentido (arbitrario) a la forma de recorrer la curva. Por ejemplo, si en la figura se escoge el sentido positivo hacia la derecha, un desplazamiento hacia la derecha se describe con un $\Delta s > 0$ y un desplazamiento hacia la izquierda tiene asociado un $\Delta s < 0$.

Se define *radianes* de modo que el largo S de un arco de circunferencia, de radio R que tiene asociado un ángulo α , sea

$$S = R \alpha. \quad (1.4.2)$$

Un pequeño arco AB de una curva se puede aproximar a un arco de circunferencia centrada en un punto Q con algún radio ρ_c , tal que el arco subtiende un pequeño ángulo $\Delta\alpha$. La longitud Δs de un arco se relaciona al elemento de ángulo por

$$\Delta s = \rho_c \Delta\alpha. \quad (1.4.3)$$

El signo de $\Delta\alpha$ es, por definición, igual al signo de Δs . La longitud de *la cuerda asociada* es $\overline{AB} = 2\rho_c \sin \frac{\Delta\alpha}{2}$ y, puesto que en el límite de ángulo muy pequeño, el seno de un ángulo es aproximadamente igual al ángulo mismo (si $\phi \ll 1 \Rightarrow \sin \phi \approx \phi$) se tiene que en ese límite la longitud de la cuerda sea $\rho_c \Delta\alpha$ y coincide con la longitud del arco. Este resultado sirve, en el párrafo que sigue, para relacionar la magnitud de la velocidad con la rapidez.

Con la diferencia entre los vectores posición en dos instantes muy cercanos t y $t + \Delta t$ se puede escribir

$$\frac{\Delta \vec{r}(t)}{\Delta t} \equiv \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t} \approx \vec{v}(t).$$

Tomando el límite $\Delta t \rightarrow 0$ se obtiene que $d\vec{r}(t)/dt = \vec{v}(t)$. Pero en el párrafo anterior se vio que la cuerda, que en este caso tiene longitud $\|\Delta \vec{r}(t)\|$, coincide

en el límite en que Δt es infinitesimal, con el arco Δs :

$$\|\vec{v}\| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\|\Delta \vec{r}(t)\|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta s(t)|}{\Delta t} = |v(t)|$$

es decir,

$$\|\vec{v}\| = |v|. \quad (1.4.4)$$

De (1.4.3) también se sabe que el radio de curvatura de una trayectoria está dado por

$$\rho_c = \frac{ds}{d\alpha}. \quad (1.4.5)$$

Sea \hat{t} el vector unitario, tangente a la trayectoria de un punto, que apunta en la misma dirección que $d\vec{r}$, es decir, en la misma dirección que \vec{v} , pero no apuntan necesariamente en el mismo sentido. Se escoge como definición que el vector unitario \hat{t} apunte en el sentido en el cual crece la función arco $s(t)$, de tal modo que

$$\vec{v}(t) = v(t) \hat{t}. \quad (1.4.6)$$

En resumen, la velocidad es siempre tangencial a la trayectoria y la magnitud de la velocidad coincide con el valor absoluto de la rapidez.

Ejemplo: Un hilo está enrollado en un cilindro de radio R ; ver la figura 1.8. El hilo es mantenido siempre tenso de modo que la línea entre el extremo M y el

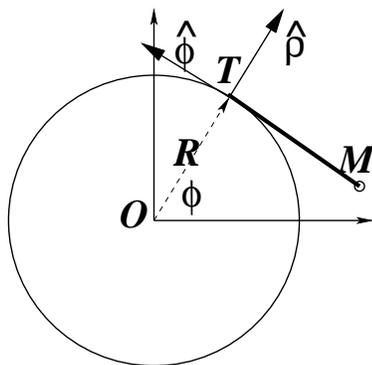


Figura 1.8: Hilo de grosor nulo se desenrolla de un cilindro de radio R . El hilo se mantiene tenso y T es el punto de tangencia.

punto de tangencia T en todo momento es una recta cuyo largo se designa $L(\phi)$ y ϕ es el ángulo entre la horizontal y el radio asociado al punto T , ver la Fig. 1.8. Se define que $L(\phi = 0) = 0$, es decir, antes de comenzar a desenrollar (o sea $L = 0$) el punto T , que coincide con M , está sobre la horizontal. Es conveniente usar los vectores polares $\hat{\rho}$ y $\hat{\phi}$ asociados a la posición de T .

Este problema va dirigido a comprender la trayectoria de M a medida que el hilo se desenrolla.

Preguntas: ¿Cuál es la función $L(\phi)$? Obtener el vector posición de M en tal forma que sea directo calcular su derivada con respecto al ángulo ϕ . Obtener la velocidad $\vec{v} = d\vec{r}/dt$ dejando $\dot{\phi}$ como factor que aun no se conoce. Obtener el vector tangente \hat{t} a la trayectoria de M . Escribir el elemento de arco ds de la trayectoria de M . Obtener el radio de curvatura de la trayectoria de M para cada valor de ϕ . Obtener el vector normal \hat{n} a la trayectoria de M y que apunta hacia el centro de curvatura. Si $\phi(t) = \omega_0 t$ obtener la aceleración normal y tangencial (\vec{a}_n y \vec{a}_t) de M en todo punto de la trayectoria.

Solución: En cada momento el hilo libre tiene igual largo que el arco en el cual antes estaba enrollado, por lo que $L = R\phi$, ver la figura 1.8. Si se escoge como $\hat{\rho}$ al vector que apunta desde el centro hacia T y $\hat{\phi}$ al vector tangente a la circunferencia en T apuntando en diagonal hacia arriba en la figura, entonces la posición de M es

$$\vec{r} = R\hat{\rho} - L\hat{\phi}.$$

Recordando que $d\hat{\rho}/d\phi = \hat{\phi}$ y que $d\hat{\phi}/d\phi = -\hat{\rho}$ se obtiene

$$\vec{v} = R \left(\dot{\phi}\hat{\phi} - \dot{\phi}\hat{\phi} + \dot{\phi}\phi\hat{\rho} \right) = R\dot{\phi}\phi\hat{\rho}$$

es decir, la velocidad apunta en la dirección de $\hat{\rho}$. Pero la velocidad es siempre tangente a la trayectoria, por lo que en este caso

$$\hat{t} = \hat{\rho}.$$

Puesto que la línea \overline{OT} es siempre perpendicular a la línea \overline{TM} , si T gira un ángulo $d\phi$ con respecto al centro O , M gira $d\phi$ con respecto a T y el elemento de arco que recorre M es

$$ds = L(\phi) d\phi = R\phi d\phi$$

$L(\phi) = R\phi$ implica que la coordenada ρ de M es $\rho(\phi) = R\sqrt{1 + \phi^2}$. Para calcular el radio de curvatura se usará la relación que se describe más adelante

en §1.4.2, y que en este caso es: $d\hat{t}/ds = \hat{n}/\rho_C$.

$$\frac{d\hat{t}}{ds} = \frac{d\hat{\phi}}{L d\phi} = \frac{1}{L} \hat{\phi}$$

La expresión en el extremo derecho permite comprender que $\hat{n} = \hat{\phi}$ y que $\rho_C = L(\phi) = R\phi$. Derivando la expresión obtenida para la velocidad se obtiene que la aceleración en general (es decir, antes de conocer $\phi(t)$) es

$$\vec{a} = R \left(\ddot{\phi}\phi \hat{\rho} + \dot{\phi}^2 \hat{\rho} + \dot{\phi}^2 \phi \hat{\phi} \right)$$

pero en el caso actual $\ddot{\phi} = 0$ y $\dot{\phi} = \omega_0$ porque

$$\vec{a}_n = -\omega_0^2 t \hat{\phi}, \quad \vec{a}_t = R\omega_0^2 \hat{\rho}$$

1.4.2. Coordenadas intrínsecas: los vectores \hat{t} y \hat{n}

Puesto que el vector \hat{t} es unitario

$$\hat{t} \cdot \hat{t} = 1 \quad \implies \quad \hat{t} \cdot \frac{d\hat{t}}{dt} = 0 \quad (1.4.7)$$

se deduce que el vector $d\hat{t}/dt$ es ortogonal a \hat{t} . La Fig. 1.9 debiera ayudar a ver que este vector apunta hacia el centro de curvatura Q .

Se denominará \hat{n} —vector normal— al vector *unitario* que apunta hacia el centro de curvatura. Ya se argumentó que la magnitud de cuerda y arco, en el caso en que estos sean muy pequeños, coincide. Además se vio en (1.4.3) que ese arco es igual al radio multiplicado por el elemento de ángulo. Puesto que \hat{t} es unitario, al rotar describe un arco de radio unitario y por tanto la cuerda asociada, que tiene la magnitud de \hat{t} , es 1 multiplicado por el elemento de ángulo, es decir, $\|d\hat{t}\| = d\alpha$. Usando (1.4.5) se obtiene que

$$d\hat{t} = \hat{n} d\alpha = \frac{ds}{\rho_c} \hat{n} \quad \text{equivalentemente}$$

$$\frac{d\hat{t}}{ds} = \frac{\hat{n}}{\rho_c}.$$

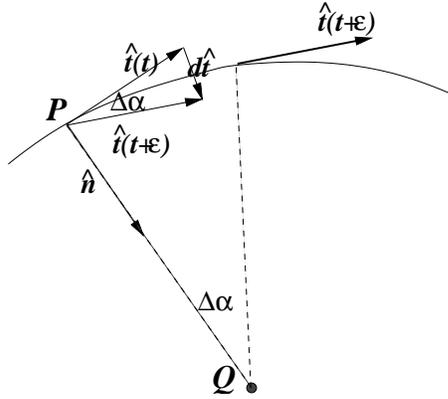


Figura 1.9: El vector $d\hat{t} = \hat{t}(t + \epsilon) - \hat{t}(t)$ donde ϵ es un tiempo muy pequeño, es un vector que, en el límite $\epsilon \rightarrow 0$, apunta hacia el centro de curvatura Q . En la figura el vector $\hat{t}(t + \epsilon)$ ha sido trasladado al punto correspondiente al tiempo t para poder obtener geoméricamente la diferencia $d\hat{t}$.

1.4.3. Aceleración centrípeta y tangencial

La aceleración es la derivada de la velocidad y la velocidad es proporcional al vector tangente \hat{t} ,

$$\begin{aligned} \vec{a}(t) &= \frac{d\vec{v}(t)}{dt} = \frac{d(v(t)\hat{t})}{dt} \\ &= v(t)\frac{d\hat{t}}{dt} + \frac{dv(t)}{dt}\hat{t}. \end{aligned} \quad (1.4.8)$$

El último término es la parte de la aceleración que es tangencial a la trayectoria y se la llama *aceleración tangencial*. El primer término a la derecha es

$$v(t)\frac{d\hat{t}}{dt} = v(t)\frac{ds}{dt}\frac{d\hat{t}}{ds} \quad (1.4.9)$$

pero $ds/dt = v(t)$ y $d\hat{t}/ds = \hat{n}/\rho_c$ por lo que la aceleración se puede escribir

$$\begin{aligned} \vec{a}(t) &= \frac{v^2(t)}{\rho_c}\hat{n} + \frac{dv(t)}{dt}\hat{t} \\ &= \vec{a}_n(t) + \vec{a}_t(t). \end{aligned} \quad (1.4.10)$$

El primer término es un vector que apunta hacia el centro de curvatura y se lo conoce como *aceleración centrípeta*. El segundo es la *aceleración tangencial*.

♣ Demuestre que el radio de curvatura es

$$\rho_c = \frac{v^2}{\|\hat{\mathbf{t}} \times \vec{\mathbf{a}}\|} = \frac{v^3}{\|\vec{\mathbf{v}} \times \vec{\mathbf{a}}\|}.$$

Ejemplo: Se tiene un punto en movimiento cuya trayectoria en un plano es descrita por una circunferencia:

$$\vec{\mathbf{r}} = R_0 (\hat{\mathbf{i}} \cos \phi + \hat{\mathbf{j}} \sin \phi), \quad \phi = \phi(t). \quad (1.4.11)$$

Diferenciando se obtiene

$$\frac{d\vec{\mathbf{r}}}{dt} = R_0 (-\hat{\mathbf{i}} \sin \phi + \hat{\mathbf{j}} \cos \phi) \frac{d\phi}{dt} \quad (1.4.12)$$

cuya magnitud es

$$\left\| \frac{d\vec{\mathbf{r}}}{dt} \right\| = R_0 \frac{d\phi}{dt} = \frac{ds}{dt}. \quad (1.4.13)$$

En este caso el vector tangente es

$$\hat{\mathbf{t}} = -\hat{\mathbf{i}} \sin \phi + \hat{\mathbf{j}} \cos \phi \quad (1.4.14)$$

De aquí se puede calcular $d\hat{\mathbf{t}}/ds$ porque de (1.4.5) ya se sabe que $d\phi/ds = 1/\rho_c$, y en el presente caso es $\rho_c = R_0$ obteniéndose

$$\hat{\mathbf{n}} = -\hat{\mathbf{i}} \cos \phi - \hat{\mathbf{j}} \sin \phi. \quad (1.4.15)$$

Para poder calcular la velocidad y la aceleración es necesario dar la dependencia del vector posición en el tiempo. Se supondrá el caso particular en que el ángulo varía linealmente con el tiempo, $\phi = \omega t$, es decir, hay una *velocidad angular* de magnitud constante: $\dot{\phi} = \omega$. Como ya se sabe siempre la velocidad es tangente a la trayectoria, (1.4.6). En el caso actual

$$\vec{\mathbf{v}} = \omega R_0 \hat{\mathbf{t}} \quad (1.4.16)$$

de donde la rapidez resulta constante: $v = \omega R_0$.

Se puede ver también que en este caso particular la aceleración tangencial es nula debido a que la rapidez es constante. La aceleración centrípeta es

$$\vec{a}_n(t) = \frac{\omega}{R_0} (-\hat{t} \cos \omega t - \hat{j} \sin \omega t) \quad (1.4.17)$$

que apunta siempre hacia el centro. ◀

Pilotos entrenados pueden soportar aceleraciones de hasta 4g por períodos cortos. En una maniobra de menos de un segundo pueden soportar hasta 9g. Si se somete a una persona a aceleraciones de entre 4g y 9g por un período de varios segundos el resultado puede ser muy grave, con pérdida de conciencia e incluso la muerte

♣ *Si un automóvil toma una curva de 50 metros de radio (aproximadamente media cuadra) a 24 metros por segundo, ¿cuánto vale la aceleración centrípeta? ¿Es una fracción de g o es mayor que g?*

♣ *Si un avión va a dos veces la velocidad del sonido y gira describiendo un arco de circunferencia, ¿cuál es el valor mínimo que puede tener ese radio si la aceleración máxima que soporta el piloto es 5g?*

♠ *Considere el movimiento de un punto que describe la trayectoria plana*

$$\vec{r} = \rho_0 (\hat{t} \cos \phi + \hat{j} \sin \phi) + \hat{t} \beta \phi \quad (1.4.18)$$

con $\phi = \omega t$. Tanto ρ_0 como β son constantes conocidas. Determine $ds/d\phi$, y por tanto ds/dt ; calcule el vector tangente unitario $\hat{t}(t)$ en función del tiempo; obtenga el vector velocidad en cualquier instante t y también calcule la aceleración $\vec{a}(t)$ e indique los valores de las partes centrípeta y tangencial.

♠ *Un disco de radio R rueda sin resbalar por un suelo horizontal (el eje de rotación de la rueda es horizontal). Su centro \mathcal{O} tiene aceleración constante $\vec{a} = a_0 \hat{t}$. Encuentre la magnitud de la velocidad angular en torno a \mathcal{O} y obtenga la aceleración de cualquier punto P sobre el borde del disco, relativa al suelo. Encuentre los vectores \hat{t} y \hat{n} de la trayectoria de P como función del ángulo ϕ que $\mathcal{O}P$ forma con la vertical. Obtenga la magnitud de la aceleración centrípeta y el radio de curvatura de la trayectoria de P .*

1.5. Movimientos particulares

A continuación se presentan algunos movimientos particulares $\vec{r}(t)$ que se pueden obtener a partir de datos específicos.

1.5.1. Movimiento uniforme

Un caso muy sencillo es el del movimiento uniforme, en el cual la velocidad es uniforme y por tanto la aceleración es nula, $\vec{a} = 0$. Si se dan como datos: la posición en $t = t_0$ y que para todo instante

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0$$

se puede invertir la definición de velocidad y obtener que

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \int_{t_0}^t \vec{v}(t') dt' = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 \int_{t_0}^t dt' = \vec{r}_0 + (t - t_0) \vec{v}_0. \quad (1.5.1)$$

1.5.2. Movimiento con aceleración constante

Esta vez se dan como datos: la aceleración constante

$$\vec{a}(t) = \vec{g}$$

la posición en un instante t_0 es \vec{r}_0 y la velocidad en un instante t_1 es \vec{v}_1 .

Integrando la definición de aceleración se obtiene que

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_1 + (t - t_1) \vec{g}. \quad (1.5.2)$$

Una vez conocida la velocidad se calcula la posición en un instante arbitrario integrando una vez más

$$\begin{aligned} \vec{r}(t) &= \vec{r}_0 + \int_{t_0}^t \vec{v}(t') dt' \\ &= \vec{r}_0 + \int_{t_0}^t (\vec{v}_1 + \vec{g}(t' - t_1)) dt' \\ &= \vec{r}_0 + (t - t_0) \vec{v}_1 + \left(\frac{t^2 - t_0^2}{2} - (t - t_0) t_1 \right) \vec{g}. \end{aligned} \quad (1.5.3)$$

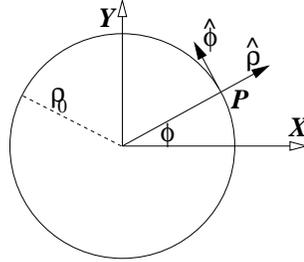


Figura 1.10: Un movimiento circular de radio ρ_0 se describe por la velocidad angular $\omega(t) \equiv \dot{\phi}(t)$.

Si tanto t_0 como t_1 son nulos la expresión anterior se reduce a

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + t \vec{v}_1 + \frac{t^2}{2} \vec{g}. \quad (1.5.4)$$

1.5.3. Movimiento circular

El movimiento circular general de un punto P está caracterizado por el radio fijo ρ_0 de la circunferencia descrita por el punto y por la velocidad angular $\omega(t) = \dot{\phi}$ de P. En este caso los vectores posición, velocidad y aceleración en coordenadas cilíndricas (*coordenadas polares* en este caso) son

$$\begin{aligned} \vec{r}(t) &= \rho_0 \hat{\rho}(t) \\ \vec{v}(t) &= \rho_0 \omega(t) \hat{\phi}(t) \\ \vec{a}(t) &= \rho_0 [\alpha(t) \hat{\phi}(t) - \omega^2(t) \hat{\rho}(t)]. \end{aligned} \quad (1.5.5)$$

La velocidad angular es $\omega(t)$ y $\alpha(t)$ es la *aceleración angular*

$$\omega(t) = \dot{\phi}(t), \quad \alpha(t) = \dot{\omega}(t). \quad (1.5.6)$$

La expresión para \vec{a} dada arriba queda naturalmente separada en un término radial de *aceleración centrípeta*, $-\rho_0 \omega^2 \hat{\rho}$, y un término de aceleración tangencial, $\rho_0 \alpha(t) \hat{\phi}(t)$.

1.6. Problemas

- 1.1 Considere una partícula rebotando contra el suelo. Si llega al suelo con velocidad $-V$ (negativa para indicar que apunta hacia abajo; $V > 0$), despega con velocidad V' dada por $V' = rV$ con $0 < r < 1$ donde r es el coeficiente de restitución.

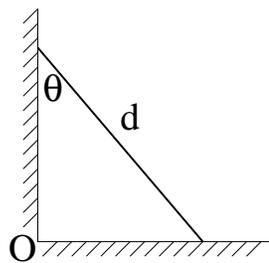
De este modo si inicialmente golpea el suelo y despega, cuando $t = 0$ con velocidad V_0 luego siguen botes en que la partícula despega del suelo con velocidades $V_1, V_2 \dots$

a) En qué instante t_n ocurre el n -ésimo bote?

b) Expresé este tiempo en términos de V_0, r, n y la aceleración de gravedad g . Demuestre que si n tiende a infinito en valor de t_n tiende a un valor finito, que será llamado t_* .

c) Despeje n de la expresión para $t_* - t_n$ y haga un gráfico $\ln(n)$ versus t_n , lo que debe mostrar la forma como aumenta el logaritmo del número de botes en el tiempo.

- 1.2 Una barra rígida de largo d se mueve apoyada entre dos paredes rígidas, que forman un ángulo recto entre ellas. Si el ángulo θ es una función

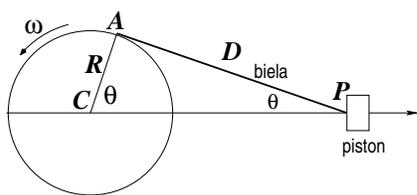


arbitraria del tiempo $\theta = \theta(t)$, (a) Determine el vector posición, velocidad y aceleración del punto medio de la barra. (b) El radio de curvatura de una trayectoria se calcula como $\rho = v^3 / \|\vec{v} \times \vec{a}\|$. Calcule el radio de curvatura de esta trayectoria. Interprete el resultado y dibuje la trayectoria. (c) Suponga ahora que el apoyo inferior de la barra se mueve con rapidez constante. Encuentre la función $\theta(t)$ que da lugar a ese movimiento.

- 1.3 Una rueda de radio R_1 rueda sin deslizar con velocidad angular constante ω . Describa el movimiento de un punto P , fijo a la rueda y a distancia R_2 de su centro, a medida que la rueda avanza. Dibuje la curva (x - z) que describe la trayectoria de este punto. Dibuje la componente horizontal, v_x de la velocidad de P como función del tiempo, en particular incluya el caso en que $R_2 = R_1$.
- 1.4 Un globo asciende desde la superficie terrestre con velocidad vertical uniforme $v_z = v_0$. Debido al viento, el globo adquiere una componente horizontal

de velocidad que crece con la altura: $v_x = \alpha z$, donde α es una constante conocida y z es la altura sobre el terreno. Escogiendo el origen de coordenadas en el punto de partida determine: a) La trayectoria del globo; b) la componente tangencial y normal de la aceleración en función de la altura z .

- 1.5 El punto de unión P entre un pistón y una biela de largo D se mueve a lo

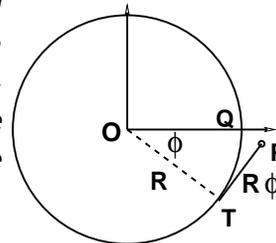


largo del eje X debido a que el cigüeñal (disco) de radio R y centro en un punto fijo C , rota a velocidad angular ω constante. En el instante $t = 0$ la biela está horizontal ($\theta = 0$, $x = D + R$).

a) Encuentre una expresión para la distancia $x(t)$ entre P y C como función de t . b) Encuentre la velocidad $v(t)$ de P . c) En la expresión para $v(t)$ considere el caso $R \ll D$ y de ahí encuentre una expresión aproximada para la aceleración de P . ¿Cómo se compara la magnitud de la aceleración máxima del pistón con la aceleración del punto A ?

- 1.6 Un punto se mueve ascendiendo por el manto de un cono de eje vertical, y vértice abajo, de tal modo que asciende a medida que gira en torno al eje: $z = A\phi$. El cono mismo se caracteriza porque cualquier recta sobre su manto (que contienen al vértice) forma un ángulo fijo θ con el eje. Describa el movimiento (los vectores $\vec{r}(t)$, $\vec{v}(t)$ y $\vec{a}(t)$) suponiendo que $\phi(t)$ es una función arbitraria. Calcule también la curvatura de la trayectoria como función de z y de θ .

- 1.7 Un hilo es desenrollado de un carrete de radio R . Esto hace que la punta P del hilo describa una curva espiral que nace en el punto Q de la circunferencia que está a la misma altura que el centro O . El ángulo que forma la recta OQ con la recta OT —donde T es el punto de tangencia T del hilo— se denota ϕ . (a) Encuentre $\vec{r}(\phi)$, $\vec{v}(\phi, \dot{\phi})$.



(b) Demuestre que la velocidad angular de P es

$$\vec{\omega} = \frac{\phi^2 \dot{\phi}}{1 + \phi^2} \hat{k}.$$

(c) Si la velocidad angular se expresa en la forma $\vec{\omega} = \dot{\alpha} \hat{k}$, encuentre α

(d) Dibuje la trayectoria espiral.

1.8 Considere un punto P que se mueve en el plano XY de tal modo que sus coordenadas cartesianas son

$$x = 2R (\cos \phi + \phi \sin \phi) , \quad y = 2R (\sin \phi - \phi \cos \phi)$$

donde ϕ es una función del tiempo $\phi(t)$.

- Obtenga la velocidad angular de P en términos de ϕ y de $\dot{\phi}$.
- En el caso $\phi(t) = \sqrt{\Omega t}$ determine la forma como varía la distancia ρ del punto P al origen en función de t .
- También en este caso obtenga las componentes cartesianas del vector velocidad $\vec{v}(t)$, su magnitud $\|\vec{v}\|$ y la velocidad angular $\vec{\omega}$.
- Obtenga las expresiones de los vectores unitarios tangente, \hat{t} y normal \hat{n} para un punto arbitrario de la trayectoria.

Capítulo 2

Dinámica

2.1. Momentum lineal, fuerza y leyes de Newton

2.1.1. De Galileo a Newton

Galileo observó —a fines del siglo XVI— que cuerpos inicialmente en reposo, soltados desde la misma altura, caen con movimiento uniformemente acelerado y esa aceleración es común a todos los cuerpos.

Tal aceleración se denomina *aceleración de gravedad*. Si un cuerpo es soltado con velocidad inicial nula desde una altura z_0 sobre el suelo su altura posterior, como función del tiempo, es

$$z(t) = z_0 - \frac{g}{2} t^2$$

sin importar cual sea la masa del cuerpo. De lo anterior resulta que la aceleración es $\ddot{z} = -g$ y se puede deducir que el cuerpo llega al suelo con rapidez $\dot{z} = -\sqrt{2z_0 g}$ donde el signo menos, en este caso, expresa que la velocidad es hacia abajo.

Luego de hacer una serie de experimentos, el italiano Galileo Galilei determinó que cuerpos de distinto peso y forma caen con la misma aceleración. (*Antes que Galileo, el fraile dominico Domingo de Soto (1494-1570) en España, s. XVI había afirmado lo mismo, pero no está establecido si fue una hipótesis filosófica o si se basó en evidencia experimental.*) Esto echó por tierra la creencia establecida por Aristóteles (384 BC - 322 BC) de que los cuerpos más livianos caen más lentamente. La ley de Galileo es estrictamente válida en ausencia de aire y es aproximadamente válida para cuerpos que tienen la forma o el peso que permiten despreciar la fuerza de roce viscoso con el aire.

Puesto que la aceleración de gravedad es muy grande, es decir, un cuerpo alcanza una velocidad muy alta en un corto tiempo, Galileo hizo experimentos con cuerpos rodando por un plano inclinado.

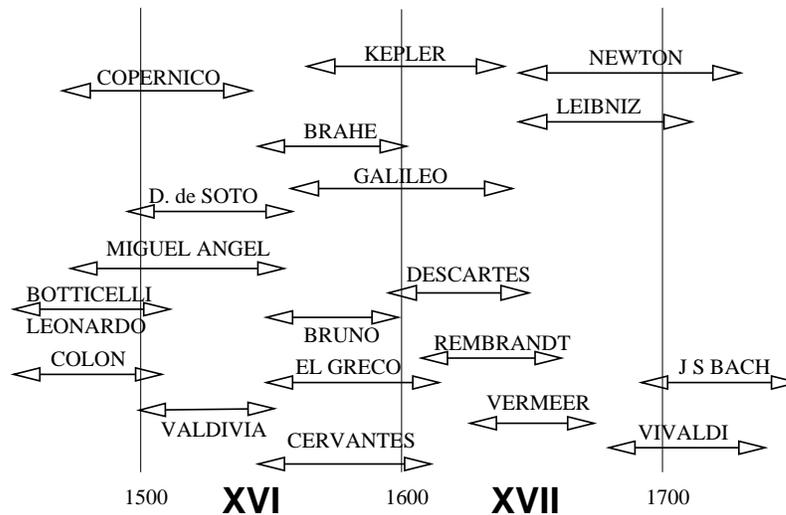


Figura 2.1: Los años en que vivieron algunos de los fundadores de la Mecánica y algunos personajes destacados en otras áreas.

Lo anterior es cierto mientras la fricción con el aire sea despreciable.

Se define la *cantidad de movimiento* o *momentum lineal* \vec{p} de una partícula de masa m y velocidad \vec{v} por medio de la expresión

$$\vec{p}(t) = m\vec{v}(t). \quad (2.1.1)$$

La masa de un cuerpo es normalmente una cantidad fija y se mide en kilogramos y, salvo que específicamente se diga lo contrario, se supondrá que la masa de un cuerpo es constante.

Sin embargo hay casos en que la masa varía. Un ejemplo muy típico es el de un cohete que está expulsando parte de su masa, en forma de gases, para impulsarse.

Para percibir la cantidad de movimiento se puede experimentar dejando caer desde el reposo dos cuerpos desde la misma altura. Al recibirlos en nuestras manos y tratar de detenerlos es necesario un “mayor esfuerzo” cuando la masa del cuerpo es mayor. La razón de este mayor esfuerzo reside en que para detener el cuerpo, es decir, para hacer variar su momentum lineal desde el valor que tiene hasta cero, es necesario aplicar una fuerza.

Newton estableció que la relación general entre la variación del momentum —esto es $d\vec{p}/dt$ — y la fuerza total aplicada es

$$\frac{d\vec{p}(t)}{dt} = \vec{F}^{\text{total}} \quad (2.1.2)$$

que se conoce como la *II ley de Newton*.

Un caso especial es que no haya fuerza alguna aplicada. En tal caso $d\vec{p}/dt = 0$ lo que implica que el momentum permanece constante en el tiempo. Lo que a su vez implica que, si la masa es constante, la velocidad del cuerpo no cambia y por tanto la trayectoria es rectilínea. Esta es la *I ley de Newton*. Un caso aun más especial es el de un cuerpo en reposo.

Inversamente, si un cuerpo tiene velocidad constante necesariamente la fuerza total sobre ese cuerpo tiene que ser nula.

Sobre un cuerpo pueden estar actuando muchas fuerzas simultáneamente y el lado derecho en (2.1.2) es la suma vectorial de todas las fuerzas que están actuando sobre el cuerpo, la *fuerza total*.

La *III ley de Newton* dice que si el cuerpo A ejerce una fuerza \vec{F} sobre un cuerpo B, entonces el cuerpo B ejerce una fuerza $-\vec{F}$ sobre el cuerpo A.

Un cuerpo en reposo sobre una mesa ejerce sobre ella su fuerza peso $\vec{F} = m\vec{g}$, la que apunta verticalmente hacia abajo. Según la III ley de Newton, la mesa ejerce sobre el cuerpo una fuerza, llamada *normal*, sobre el cuerpo, la que vale $\vec{N} = -m\vec{g}$, la cual apunta verticalmente hacia arriba. Puesto que sobre el cuerpo está además la atracción que le ejerce la Tierra (el peso), entonces la fuerza total sobre este cuerpo es nula, lo que permite entender porqué está en reposo.

Normalmente las leyes de Newton se asocian a sistemas de referencia llamados *sistemas de referencia inerciales*. Un ejemplo de sistema de referencia no inercial es un vehículo describiendo una curva. Un cuerpo dejado en reposo respecto al vehículo tiende a moverse alejándose del centro de curvatura. Más adelante se dirá que en sistemas de referencia no inerciales aparecen fuerzas especiales como es la *fuerza centrífuga* y la *fuerza de Coriolis*. Genéricamente se denominará seudofuerzas a estas fuerzas propias de los sistemas no inerciales. En un sistema de referencia inercial no se presentan tales fuerzas.

2.1.2. Pequeña historia

En 1687 Newton publicó su *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica* (Principios matemáticos de la filosofía natural). En este libro Newton presenta las bases de prácticamente toda la mecánica. Plantea sus tres leyes de movimiento y también la *ley universal de gravitación*, bases que perdurarían sin contrapeso por tres siglos. Esta gran obra no habría sido posible sin los logros previos de Copérnico, Kepler, Galileo y otros.

Como parte de este trabajo Newton se vio forzado a desarrollar el cálculo diferencial e integral, que simultáneamente desarrolló Leibniz. Logró demostrar que para que una fuerza atractiva dé origen a órbitas elípticas —forma que Kepler estableció en su primera ley— la fuerza debe decrecer con el cuadrado de la distancia.

2.1.3. Ejemplos de fuerzas

A continuación se menciona de algunas fuerzas que se utilizan en el presente capítulo y en los que siguen.

- o PESO. Sobre un cuerpo de masa m cerca de la superficie de la Tierra actúa una fuerza cuya magnitud es mg y apunta “hacia abajo”.
- o GRAVITACIONAL. La *ley universal de gravitación* describe la fuerza de atracción gravitacional entre cuerpos masivos.
- o COULOMB. Cargas eléctricas se repelen o atraen, según la *ley de Coulomb*, dependiendo del signo relativo entre las cargas.
- o CONTACTO. En cada punto en que dos cuerpos A y B están en contacto sólido-sólido aparece una fuerza \vec{F}_{AB} sobre A debido al contacto con B (y lo mismo sobre B debido a A). Si se define el plano tangente al contacto, la fuerza \vec{F}_{AB} puede ser descompuesta en forma única en la suma de dos fuerza: una perpendicular al plano de contacto y otra paralela a él. Estas dos fuerzas se denominan *fuerza normal* y *fuerza de roce*.
 - NORMAL. Si un cuerpo P está en contacto con un cuerpo Q , la superficie de contacto ejerce una fuerza sobre P que corresponde a la reacción debido a la fuerza que P ejerce sobre Q . La *normal* es una fuerza perpendicular al plano tangente al contacto.

- ROCE. Un cuerpo apoyado sobre una superficie puede ejercer una fuerza paralela a la superficie de contacto. Si la velocidad relativa entre el cuerpo y la superficie es nula se tiene la fuerza de roce estático y si la velocidad relativa entre el cuerpo y la superficie no es nula se tiene una fuerza de roce cinético o deslizante.

Microscópicamente las fuerzas de contacto se deben a las fuerzas atómicas entre las dos superficies en contacto y son, por eso, de naturaleza electromagnética.

Otras fuerzas serán introducidas más adelante. Por el momento se subraya que si un cuerpo está apoyado en una superficie y no hay roce entre ambos, entonces la única fuerza sobre el cuerpo debido a este contacto es la fuerza normal.

2.1.4. Ecuaciones lineales

En algunos casos la ecuación de movimiento toma la forma de una ecuación lineal inhomogénea con coeficientes constantes,

$$\ddot{x} + \beta\dot{x} + \gamma x + \delta = 0. \quad (2.1.3)$$

La solución general —antes de imponer condiciones iniciales— implica dos constantes de integración que acá se han denotado A y B y es

$$x(t) = -\frac{\delta}{\gamma} + e^{-\beta t/2} \begin{cases} A \sinh\left(\frac{t}{2}\sqrt{\beta^2 - 4\gamma}\right) + B \cosh\left(\frac{t}{2}\sqrt{\beta^2 - 4\gamma}\right), & \beta^2 > 4\gamma, \\ A \sin\left(\frac{t}{2}\sqrt{4\gamma - \beta^2}\right) + B \cos\left(\frac{t}{2}\sqrt{4\gamma - \beta^2}\right), & 4\gamma > \beta^2. \end{cases} \quad (2.1.4)$$

- Caso especial 1: Si $\gamma \equiv 0$ la solución general es de la forma

$$x(t) = \frac{1}{\beta} \left(A e^{-\beta t} - \delta t \right) + B. \quad (2.1.5)$$

- Caso especial 2: Si $4\gamma = \beta^2$ la solución general adopta la forma

$$x(t) = A e^{-\beta t/2} + B t e^{-\beta t/2} - \frac{4\delta}{\beta^2}. \quad (2.1.6)$$

Nótese que el segundo término consta de una exponencial multiplicada por t.

Tal vez una mejor forma de escribir la solución general es

$$x(t) = C_1 e^{-\frac{\beta}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{\beta^2 - 4\gamma}} + C_2 e^{-\frac{\beta}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\beta^2 - 4\gamma}} - \frac{\delta}{\gamma}. \quad (2.1.7)$$

2.2. Muchas partículas

2.2.1. Caso discreto

Se considera un sistema de N partículas puntuales de masas m_a , $a = 1, 2, \dots, N$, de posiciones \vec{r}_a , velocidades \vec{v}_a y aceleraciones \vec{a}_a respectivamente. La suma de las masas se denotará M

$$M = \sum_{a=1}^N m_a \quad (2.2.1)$$

y G será la forma para designar el *centro de masa*. La posición y la velocidad de G son

$$\vec{R}_G = \frac{1}{M} \sum_{a=1}^N m_a \vec{r}_a \quad \vec{V}_G = \frac{1}{M} \sum_{a=1}^N m_a \vec{v}_a. \quad (2.2.2)$$

El momentum del sistema de partículas es

$$\vec{P} = \sum_a m_a \vec{v}_a = M \vec{V}_G. \quad (2.2.3)$$

Cada partícula satisface una ecuación de Newton

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} &= \vec{F}_1 \\ m_2 \frac{d\vec{v}_2}{dt} &= \vec{F}_2 \\ &\dots = \dots \\ &\dots = \dots \\ m_N \frac{d\vec{v}_N}{dt} &= \vec{F}_N. \end{aligned}$$

Al sumar todas estas ecuaciones se obtiene

$$M \frac{d\vec{V}_G}{dt} = \vec{F}^{\text{total}} \quad \text{donde} \quad (2.2.4)$$

$$\vec{F}^{\text{total}} = \sum_{k=1}^N \vec{F}_k. \quad (2.2.5)$$

es decir, la variación del momentum total del sistema está dada por la fuerza total que actúa sobre el sistema. Un poco más abajo se verá que esta fuerza total se debe exclusivamente a las fuerzas *externas* al sistema.

La ecuación del centro de masa del sistema puede también escribirse

$$\dot{\vec{p}} = \vec{F}^{\text{total}}. \quad (2.2.6)$$

La fuerza que ha sido llamada \vec{F}_a es la fuerza total sobre la a -partícula y puede descomponerse en la suma de las fuerzas que le ejercen las otras partículas del sistema, que será llamada \vec{f}_a^{int} más la suma de las fuerzas externas \vec{f}_a^{ext} que actúan sobre la partícula a ,

$$\vec{F}_a = \vec{f}_a^{\text{ext}} + \vec{f}_a^{\text{int}}. \quad (2.2.7)$$

A su vez \vec{f}_a^{int} está compuesta de las fuerzas \vec{F}_{ab} que cada partícula b ejerce sobre a ,

$$\vec{f}_a^{\text{int}} = \sum_{b=1}^N \vec{F}_{ab} \quad (2.2.8)$$

donde debe entenderse que la fuerza que una partícula ejerce sobre sí misma es nula,

$$\vec{F}_{bb} \equiv 0 \quad \text{para todo } b. \quad (2.2.9)$$

Siempre se va a suponer que la fuerza \vec{F}_{ab} entre dos partículas puntuales es paralela a la línea que une ambas partículas.

A continuación se argumenta, a partir de (2.2.5), que las fuerzas internas no contribuyen a la fuerza total. En efecto, al calcular la contribución de las fuerzas internas a la fuerza total se obtiene

$$\sum_{a=1}^N \vec{f}_a^{\text{int}} = \sum_{a=1}^N \sum_{b=1}^N \vec{F}_{ab} \quad (2.2.10)$$

pero por cada sumando \vec{F}_{ab} hay otro que es \vec{F}_{ba} y el principio de acción y reacción establece que $\vec{F}_{ba} = -\vec{F}_{ab}$, lo que determina que la suma anterior sea nula. En resumen,

$$\vec{F}^{\text{total}} = \sum_a \vec{f}_a^{\text{ext}} \quad (2.2.11)$$

por tanto la ecuación de movimiento para el centro de masa G del sistema es

$$M \frac{dV_G}{dt} = \sum_a \vec{f}_a^{\text{ext}} \equiv \vec{F}^{\text{ext}}. \quad (2.2.12)$$

Corolario: si sobre un sistema de partículas no están actuando fuerzas externas, el centro de masa se mueve con velocidad uniforme, lo que es la primera ley de Newton aplicada a un sistema de partículas.

♠ *Estudie el movimiento del centro de masa del sistema compuesto por dos partículas masivas unidas por un hilo tenso, que rotan en torno a su centro de masa y están en vuelo libre en presencia de gravedad \vec{g} .*

Ejemplo con dos partículas. Ambas tienen masa m y están unidas por una vara ideal sin masa de largo D . Ver la figura 2.2: una desliza sin roce a lo largo de una varilla horizontal que gira, con respecto a un eje vertical, con velocidad angular constante ω . La otra partícula desliza sin roce por una varilla contenida en el eje vertical. Los vectores de posición, velocidad y aceleración de ellas son

$$\begin{aligned}\vec{r}_1 &= D \cos \alpha \hat{\rho} \\ \vec{v}_1 &= -D\dot{\alpha} \sin \alpha \hat{\rho} + D \cos \alpha \omega \hat{\phi} \\ \vec{a}_1 &= -D(\ddot{\alpha} \sin \alpha + \dot{\alpha}^2 \cos \alpha + \omega^2 \cos \alpha) \hat{\rho} - 2D\omega \sin \alpha \dot{\alpha} \hat{\phi} \\ \\ \vec{r}_2 &= -D \sin \alpha \hat{k} \\ \vec{v}_2 &= -D\dot{\alpha} \cos \alpha \hat{k} \\ \vec{a}_2 &= -D(\ddot{\alpha} \cos \alpha - \dot{\alpha}^2 \sin \alpha) \hat{k}\end{aligned}$$

y las fuerzas son

$$\begin{aligned}\vec{F}_1 &= (N_1 \hat{k} + \bar{N}_1 \hat{\phi}) - T(\hat{\rho} \cos \alpha + \hat{k} \sin \alpha) - mg \hat{k} \\ \vec{F}_2 &= (N_2 \hat{\rho} + \bar{N}_2 \hat{\phi}) + T(\hat{\rho} \cos \alpha + \hat{k} \sin \alpha) - mg \hat{k}\end{aligned}$$

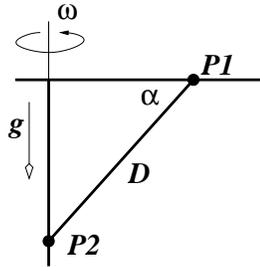


Figura 2.2: Dos partículas unidas por vara ideal sin masa de largo D .

Una manifestación de la 3ra ley de Newton de acción y reacción es que la tensión aparece en ambas expresiones con el signo opuesto. Las ecuaciones de movimiento son

$$\begin{aligned}m \vec{a}_1 &= \vec{F}_1, \\ m \vec{a}_2 &= \vec{F}_2.\end{aligned}$$

Se comienza trabajando con las ecuaciones a lo largo de los respectivos ejes, es decir, la ecuación a lo largo de \hat{p} para 1 y la ecuación a lo largo de \hat{k} para 2. Ellas son

$$\begin{aligned} -mD (\ddot{\alpha} \sin \alpha + \dot{\alpha}^2 \cos \alpha + \omega^2 \cos \alpha) &= -T \cos \alpha \\ -mD (\ddot{\alpha} \cos \alpha - \dot{\alpha}^2 \sin \alpha) &= T \sin \alpha - mg. \end{aligned}$$

Eliminando T entre ellas se obtiene

$$-mD (\ddot{\alpha} + \omega^2 \sin \alpha \cos \alpha) = -mg \cos \alpha$$

que equivale a

$$\ddot{\alpha} = -\omega^2 \sin \alpha \cos \alpha + \frac{g}{D} \cos \alpha. \quad (2.2.13)$$

Esta ecuación no puede ser integrada explícitamente, pero se puede integrar numéricamente sin dificultad.

Lo que sí puede hacerse analíticamente es integrar una sola vez:

$$\dot{\alpha}^2 = \omega^2 \cos^2 \alpha + \frac{2g}{D} \sin \alpha + \text{cte}$$

que implica que

$$\dot{\alpha}^2 - \omega^2 \cos^2 \alpha - \frac{2g}{D} \sin \alpha = \text{cte} \quad (2.2.14)$$

que es de la forma $\dot{\alpha}^2 + W(\alpha)$ con $W(\alpha) = -\omega^2 \cos^2 \alpha - \frac{2g}{D} \sin \alpha$. Es fácil ver que la función W tiene derivada nula en $\pm \frac{\pi}{2}$, que son extremos del movimiento. Si $\frac{g}{\omega^2 D} < 1$ hay un punto intermedio en el cual también la derivada es nula y es α_0 ,

$$\alpha_0 = \arcsin \frac{g}{D\omega^2} \Rightarrow W(\alpha_0) = -\omega^2 - \frac{g^2}{\omega^2 D^2}.$$

¿Existen condiciones en que el sistema oscile con el hilo casi vertical? ¿Existen condiciones en que oscile con el hilo casi horizontal?

2.2.2. Caso continuo

Los conceptos recién vistos que describen sistemas de muchas partículas pueden ser generalizados al caso de sistemas extendidos, a los que genéricamente se llamará “sistemas continuos”. Un ejemplo de “sistema continuo” se ve en lo que sigue.

Se considera un alambre semicircunferencial de radio R y densidad lineal $\lambda = \frac{M}{\pi R}$ centrado en el origen como lo muestra la figura 2.3. En un caso continuo se reemplaza la

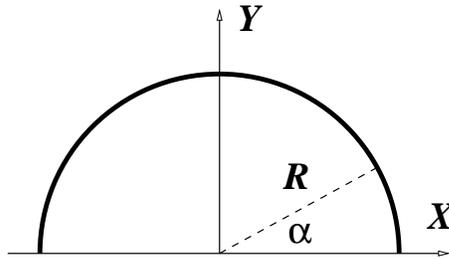


Figura 2.3: Un alambre semicircular con densidad lineal de masa $\lambda = \frac{M}{\pi R}$.

suma sobre el índice α por una integral. Así, entonces, en lugar de definir $M = \sum_{\alpha} m_{\alpha}$ se define

$$M = \int \lambda ds$$

donde $ds = R d\alpha$ es el elemento de arco. Puesto que en este ejemplo la densidad λ es una constante, la integral sobre α desde 0 a π es sencilla y da el resultado correcto. La expresión (2.2.2) para determinar la posición del centro de masa se generaliza en la forma

$$\vec{R}_G = \frac{1}{M} \int \vec{r} dm$$

donde $dm = \lambda ds = \frac{M}{\pi R} R d\alpha = \frac{M}{\pi} d\alpha$. Por otro lado, el vector \vec{r} que recorre la semicircunferencia es $\vec{r} = R (\hat{i} \cos \alpha + \hat{j} \sin \alpha)$. Al integrar en $\alpha \in [0, \pi]$, el término $\cos \alpha$ da cero y el término $\sin \alpha$ da 2, por lo cual

$$\vec{R}_G = \frac{2R}{\pi} \hat{j} \approx 0,637 R \hat{j}.$$

♠ Haga un cálculo similar pero para el caso de una lámina semicircular de radio R . Ayuda: ahora la densidad es masa por unidad de superficie, $\sigma = 2M/(\pi R^2)$ y se debe integrar un elemento de área: $dS = \rho d\rho d\alpha$, integrando tanto en $\rho \in [0, R]$ como en $\alpha \in [0, \pi]$.

2.3. Momento Angular y Torque

2.3.1. Ecuaciones generales

Así como el momentum lineal es una medida de la cantidad de movimiento de traslación, el *momento angular*, \vec{l}_O , es —en cierto modo— la cantidad de movimiento de

rotación *en torno a un punto* \mathcal{O} . Formalmente se define como la suma de los productos cruz entre los vectores de posición y sus respectivos momentos lineales

$$\vec{\ell}_{\mathcal{O}}(t) = \sum_a \vec{r}_a(t) \times \vec{p}_a(t). \quad (2.3.1)$$

Por ejemplo, en el caso de una sola partícula tal que $\vec{r} = \hat{i}v_0 t + b\hat{j}$, el momentum es $\vec{p} = m v_0 \hat{i}$, por lo que el momento angular de aquel ejemplo es $\vec{\ell}_{\mathcal{O}} = -m b v_0 \hat{k}$.

♣ *Calcule el momento angular $\vec{\ell}_{\mathcal{O}}$ de una partícula que gira con velocidad angular uniforme en torno al punto \mathcal{O} describiendo una circunferencia de radio R .*

Por su propia definición el momento angular de una sola partícula "1" apunta en una dirección que es perpendicular al plano que definen \vec{r}_1 y \vec{p}_1 . Esta dirección está relacionada al eje de giro del punto móvil con respecto al punto \mathcal{O} en un instante determinado. En general la dirección de ese eje puede ir cambiando con el tiempo.

Se tiene dos ruedas de bicicleta de igual geometría montadas sobre ejes fijos girando a igual velocidad angular. La primera es una rueda normal mientras que la otra no tiene aire sino plomo. Al tratar de detenerlas se notará que se requiere de más esfuerzo para detener a la rueda con plomo. Esto se debe a que es más difícil llevar hasta cero el momento angular de un objeto que actualmente tiene momento angular más grande.

Si se toma la derivada con respecto al tiempo del momento angular, y se supone que las masas son constantes, se obtiene

$$\frac{d\vec{\ell}_{\mathcal{O}}}{dt} = \sum_a \frac{d(\vec{r}_a \times \vec{p}_a)}{dt} = \sum_a \frac{d\vec{r}_a}{dt} \times \vec{p}_a + \sum_a \vec{r}_a \times \frac{d\vec{p}_a}{dt}. \quad (2.3.2)$$

El primer término del lado derecho es cero porque los sumandos son proporcionales a $\vec{v}_a \times \vec{v}_a$ y el último término se puede escribir sencillamente $\vec{r}_a \times (d\vec{p}_a/dt)$, es decir,

$$\frac{d\vec{\ell}_{\mathcal{O}}(t)}{dt} = \sum_a \vec{r}_a(t) \times \vec{F}_a^{\text{total}}. \quad (2.3.3)$$

Para escribir esta última expresión se hizo uso de la segunda ley de Newton, (2.1.2). El lado derecho de la expresión anterior es lo que se conoce como *torque total* $\vec{\tau}_{\mathcal{O}}$ que producen las fuerzas \vec{F}_a sobre el sistema de partículas,

$$\vec{\tau}_{\mathcal{O}}^{\text{total}} = \sum_a \vec{r}_a(t) \times \vec{F}_a^{\text{total}} \quad (2.3.4)$$

obteniéndose

$$\frac{d\vec{\ell}_O(t)}{dt} = \vec{\tau}_O^{\text{total}} \quad (2.3.5)$$

que quiere decir que la variación del momento angular se debe a la acción del torque total que actúa sobre el sistema.

Para estudiar la dinámica del momento angular se debe ver el valor del torque total y la forma de descomponerlo. El torque total $\vec{\tau}_O$ es la suma del torque de las fuerzas externas y el de las fuerzas internas. Se demostrará que este último es nulo. Como la suma no depende del nombre de los índices, se la puede escribir intercambiando el papel de a y b. Luego se suma ambas sumatorias y se divide por dos,

$$\begin{aligned} \vec{\tau}_O^{\text{int}} &= \sum_{a,b} \vec{r}_a \times \vec{F}_{ab} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{a,b} \vec{r}_a \times \vec{F}_{ab} + \frac{1}{2} \sum_{a,b} \vec{r}_b \times \vec{F}_{ba} \\ &= \frac{1}{2} \sum_{a,b} (\vec{r}_a - \vec{r}_b) \times \vec{F}_{ab} \\ &= 0 \quad \Leftarrow \quad \vec{F}_{ab} \parallel \vec{r}_a - \vec{r}_b \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

es decir

$$\vec{\tau}_O = \sum_a \vec{r}_a \times \vec{f}_a^{\text{ext}}. \quad (2.3.7)$$

El torque total depende tan solo de las fuerzas que son externas al sistema.

Si el torque total sobre un sistema es nulo necesariamente el momento angular tiene derivada temporal nula, es decir, es constante.

Si para un sistema el torque no es nulo, pero $\tau_n \equiv \vec{\tau} \cdot \hat{n} = 0$ con \hat{n} fijo entonces $\vec{\ell} \cdot \hat{n}$ es constante.

2.3.1.1. Del péndulo esférico al péndulo cónico

Si una masa puntual pende de un hilo de largo R, cuyo otro extremo está fijo se tiene en general un péndulo esférico. Bajo condiciones iniciales particulares puede comportarse como un péndulo plano (el hilo barre siempre un mismo plano vertical) o puede comportarse como un péndulo cónico cuando la masa describe una circunferencia con coordenada cilíndrica z fija o, equivalentemente, con coordenada esférica θ fija.

En la figura 2.4 se ha escogido coordenadas esféricas con el polo norte abajo para lograr así que θ describa directamente la desviación del péndulo con respecto a su posición vertical en reposo.

La fuerza total sobre la masa es la suma de su peso y de la tensión del hilo. En coordenadas esféricas $\vec{T} = -T\hat{r}$ y la aceleración de gravedad, de acuerdo a la figura, es

$$\vec{g} = (\hat{r} \cos \theta - \hat{\theta} \sin \theta) g .$$

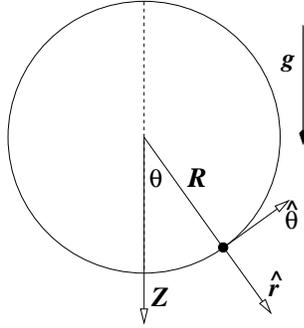


Figura 2.4: Para describir un péndulo esférico es conveniente escoger el eje Z apuntando en el mismo sentido que \vec{g} .

Se aprecia que la fuerza total no tiene componente a lo largo de $\hat{\phi}$, lo que quiere decir que la componente de la aceleración dada en (1.3.9) debe ser nula, esto es,

$$m \frac{d}{dt} (R^2 \dot{\phi} \sin^2 \theta) = 0$$

que implica que existe una constante, que se denotará ℓ_3 , de modo que

$$\dot{\phi} = \frac{\ell_3}{mR^2 \sin^2 \theta} . \quad (2.3.8)$$

Si ℓ_3 no es nulo, esta relación implica que θ no puede anularse porque eso daría que $\dot{\phi} \rightarrow \infty$. Lo que sí se puede afirmar es que la rapidez es mayor cuando el péndulo pasa por puntos en que el ángulo θ es muy chico. La ecuación de movimiento es reductible entonces a solo dos ecuaciones escalares: las componentes \hat{r} y $\hat{\theta}$:

$$\begin{aligned} -mR (\dot{\theta}^2 + \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta) &= mg \cos \theta - T \\ mR (\ddot{\theta} - \dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta) &= -mg \sin \theta . \end{aligned} \quad (2.3.9)$$

Un péndulo cónico, tal como se aprecia en la figura adjunta 2.5, es tal cuando el punto masivo gira describiendo una circunferencia de modo que el ángulo θ entre la vertical y el hilo mantiene fijo su ángulo con la vertical: θ_0 .

Se quiere determinar bajo qué condiciones un péndulo esférico tiene movimiento cónico. De (2.3.8) se obtiene que en el caso actual $d\phi/dt$ es constante, y se denominará ω porque es la velocidad angular del péndulo que gira en torno al eje vertical. Dados R y g ¿puede tenerse un péndulo cónico para cualquier valor de ω ?

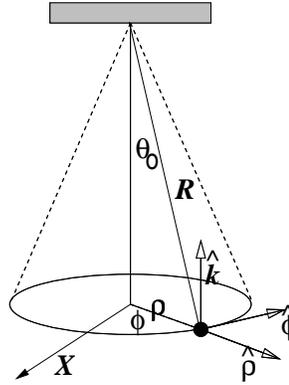


Figura 2.5: Un punto material en el extremo de un hilo de largo R gira en una trayectoria circular de radio ρ . El otro extremo del hilo está fijo.

La segunda de las ecuaciones (2.3.9) se reduce a $R\omega^2 \cos \theta_0 = g$, esto es

$$\cos \theta_0 = \frac{g}{R\omega^2}. \quad (2.3.10)$$

Puesto que un coseno debe tener módulo menor que la unidad, se debe cumplir que

$$\omega \geq \sqrt{\frac{g}{R}}. \quad (2.3.11)$$

No es posible un péndulo cónico con velocidad angular menor que esta cota. Dada una velocidad angular ω superior a tal cota, el péndulo debe ser lanzado formando un ángulo con la vertical exactamente como el que se da en (2.3.10). Esto implica que

$$\ell_3 = m \left(R^2 \omega - \frac{g^2}{\omega^3} \right). \quad (2.3.12)$$

En resumen, el sistema descrito constituye un péndulo cónico tan solo si la velocidad angular se relaciona con el ángulo θ que el hilo forma con la vertical por medio de (2.3.10). El radio de la circunferencia es $\rho = \sqrt{R^2 - \frac{g^2}{\omega^4}}$ y la componente vertical del momento angular está dada por (2.3.12).

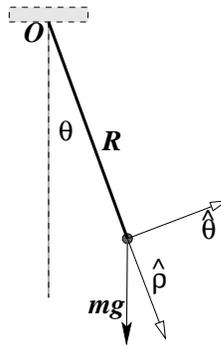


Figura 2.6: Un péndulo plano.

2.3.1.2. El péndulo simple

Considérese un péndulo plano como el de la figura 2.6. Este consiste en una partícula puntual de masa m , unida al extremo de un hilo cuyo otro extremo está fijo a un punto O . Por definición el movimiento ocurre en un plano. En este ejemplo el torque se debe a la fuerza peso, debida a la aceleración de gravedad

$$\vec{g} = g (\hat{\rho} \cos \theta - \hat{\theta} \sin \theta)$$

y $\vec{r} = R \hat{\rho}$,

$$\vec{\tau}_O = \vec{r} \times (m \vec{g}) = -m R g \sin \theta \hat{k} \quad (2.3.13)$$

donde R es el largo del hilo.

El momento angular es sencillamente $\vec{\ell}_O = m \vec{r} \times \vec{v} = m R^2 \dot{\theta} \hat{k}$ porque $\vec{v} = R \dot{\theta} \hat{\theta}$ de modo que (2.3.5) implica

$$\ddot{\theta} = -\frac{g}{R} \sin \theta. \quad (2.3.14)$$

Esta es la ecuación de movimiento de un péndulo de largo R . El movimiento no depende de la masa de la partícula que hay en el extremo del hilo. Esta ecuación supone que el hilo está siempre tenso, lo que podría no ocurrir si el movimiento excede $\theta = \pi/2$.

Si las oscilaciones son pequeñas, $\theta \ll 1$, se puede hacer la aproximación $\sin \theta \approx \theta$ y la ecuación queda

$$\ddot{\theta} = -\frac{g}{R} \theta \quad (2.3.15)$$

que es la ecuación de un oscilador armónico.

2.3.2. El centro de masa y el momento angular

Se define las posiciones $\vec{\rho}_a$ desde el centro de masa,

$$\vec{\rho}_a \equiv \vec{r}_a - \vec{R}_G. \quad (2.3.16)$$

La velocidad con respecto al sistema CM es

$$\dot{\vec{\rho}}_a \equiv \vec{v}_a - \vec{V}_G. \quad (2.3.17)$$

♣ Demuestre que

$$\sum_{k=1}^N m_a \vec{\rho}_a = 0. \quad (2.3.18)$$

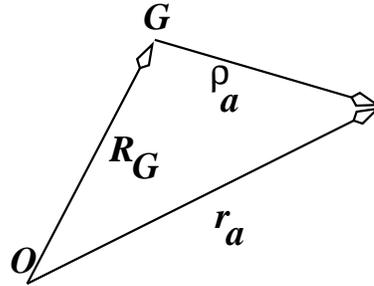


Figura 2.7: El vector posición \vec{r}_a de una partícula a se puede descomponer en la suma del vector posición del centro de masa, \vec{R}_G , y el vector posición de a desde el centro de masa, $\vec{\rho}_a$.

A veces también es útil la derivada temporal de la relación anterior,

$$\sum_{k=1}^N m_a \dot{\vec{\rho}}_a = 0. \quad (2.3.19)$$

Cuando en §2.2 se definió el momento angular total del sistema se vio que satisface la ecuación

$$\frac{d\vec{l}_O}{dt} = \sum_a \vec{r}_a \times \vec{f}_a^{\text{ext}}. \quad (2.3.20)$$

El torque total sobre un sistema depende tan solo de las fuerzas externas al sistema. El momento angular del sistema con respecto a su propio centro de masa es

$$\vec{l}_G = \sum_{a=1}^N m_a \vec{\rho}_a \times \vec{v}_a. \quad (2.3.21)$$

Sin embargo, si en la última expresión se hace el reemplazo $\vec{v}_a = \vec{V}_G + \dot{\vec{\rho}}_a$, la forma de $\vec{\ell}_G$ se puede simplificar porque \vec{V}_G queda fuera de la sumatoria (no depende de α) y (2.3.19) asegura que ese término no contribuye a $\vec{\ell}_G$, concluyéndose que

$$\vec{\ell}_G = \sum_{\alpha=1}^N m_\alpha \vec{\rho}_\alpha \times \dot{\vec{\rho}}_\alpha. \quad (2.3.22)$$

El momento angular $\vec{\ell}_O$ también se puede escribir

$$\begin{aligned} \vec{\ell}_O &= \sum_{\alpha=1}^N m_\alpha \left(\vec{R}_G + \vec{\rho}_\alpha \right) \times \left(\vec{V}_G + \dot{\vec{\rho}}_\alpha \right) \\ &= M \vec{R}_G \times \vec{V}_G + \sum_{\alpha=1}^N m_\alpha \vec{\rho}_\alpha \times \dot{\vec{\rho}}_\alpha. \end{aligned} \quad (2.3.23)$$

Para obtener la última expresión se hizo uso de (2.3.18) y de (2.3.19). El primer término del lado derecho es el momento angular del sistema como un todo con respecto al punto O , y será denotado $\vec{\ell}_O^G$

$$\vec{\ell}_O^G = M \vec{R}_G \times \vec{V}_G \quad (2.3.24)$$

mientras que el último término es $\vec{\ell}_G$. De aquí que

$$\vec{\ell}_O = \vec{\ell}_O^G + \vec{\ell}_G. \quad (2.3.25)$$

El momento angular total con respecto a O se puede descomponer en el momento angular de la masa total M ubicada en el punto G : $\vec{\ell}_O^G$ más el momento angular del sistema de partículas con respecto al punto G .

La ecuación de movimiento para cada masa m_b del sistema es

$$m_b \ddot{\vec{\rho}}_b = \vec{F}_b - m_b \ddot{\vec{R}}_G.$$

Derivando (2.3.22) con respecto al tiempo se obtiene

$$\dot{\vec{\ell}}_G = \sum \vec{\rho}_b \times \left(\vec{F}_b - m_b \ddot{\vec{R}}_G \right).$$

La última suma contiene $\sum m_b \vec{\rho}_b = 0$ por lo que el resultado es

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{\ell}_G}{dt} &= \sum_b \vec{\rho}_b \times \vec{F}_b \\ &\equiv \vec{\tau}_G. \end{aligned} \quad (2.3.26)$$

También se cumple que

$$\begin{aligned}
 \vec{\tau}_O &= \sum_a \vec{r}_a \times \vec{f}_a^{\text{ext}} \\
 &= \sum_a \left(\vec{R}_G + \vec{\rho}_a \right) \times \vec{f}_a^{\text{ext}} \\
 &= \vec{R}_G \times \sum_a \vec{f}_a^{\text{ext}} + \sum_a \vec{\rho}_a \times \vec{f}_a^{\text{ext}} \\
 &= \vec{\tau}_O^G + \vec{\tau}_G.
 \end{aligned} \tag{2.3.27}$$

La última línea define la notación.

Puesto que (a) $\dot{\vec{l}}_O = \vec{\tau}_O$, (b) $\dot{\vec{l}}_G = \vec{\tau}_G$, (c) $\vec{l}_O = \vec{l}_O^G + \vec{l}_G$ y que (d) $\vec{\tau}_O = \vec{\tau}_O^G + \vec{\tau}_G$, se obtiene que

$$\dot{\vec{l}}_O^G = \vec{\tau}_O^G, \quad \dot{\vec{l}}_G = \vec{\tau}_G. \tag{2.3.28}$$

El torque del peso respecto a G se calcula como

$$\begin{aligned}
 \vec{\tau}_G &= \sum_a m_a \vec{\rho}_a \times \vec{g} \\
 &= 0.
 \end{aligned} \tag{2.3.29}$$

La suma anterior se anula debido a (2.3.18). Ya que $\vec{\tau}_G = 0$ entonces \vec{l}_G es constante si el peso es la única fuerza externa.

Un caso particular es el del deportista que se lanza desde un alto tablón a una piscina para, después de algunas volteretas, clavarse en el agua en forma perfecta. Una vez que está en vuelo su momento angular \vec{l}_G no puede cambiar. Tan solo alargando o acortando su cuerpo y moviendo sus brazos puede controlar su velocidad angular, pero llega al agua con el mismo \vec{l}_G que se dio en el momento de despegar del tablón. Los gatos hacen algo parecido para caer siempre de pié.

2.3.3. Momento angular y torque asociado a sistemas continuos

La idea se presenta a través de dos ejemplos.

Ejemplo: Se idealiza una barra como una recta masiva de largo R con se ilustra en la figura 2.8. Cada punto de la barra tiene asociado un valor de la coordenada ρ , $\vec{r} = \rho \hat{\rho}$

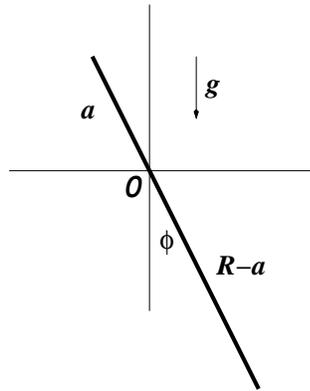


Figura 2.8: . Una barra de largo R y densidad lineal uniforme $\lambda = M/R$ puede girar en un plano vertical en torno a un punto que divide a la barra en una parte de largo a y otra de largo $R - a$.

y una velocidad $\rho \dot{\phi} \hat{\phi}$. Un segmento de largo $d\rho$ de la barra tiene masa $\lambda d\rho$ por lo que el momento angular del sistema es

$$\vec{l}_O = \int_{-a}^{R-a} \rho \hat{\rho} \times (\rho \dot{\phi} \hat{\phi}) \lambda d\rho = \hat{k} \lambda \dot{\phi} \frac{R}{3} (R^2 - 3Ra + 3a^2) .$$

Ya que el peso de un elemento $d\rho$ de la barra es $(\hat{\rho} \cos \phi - \hat{\phi} \sin \phi) \lambda g d\rho$, el torque debido al peso es

$$\begin{aligned} \vec{\tau}_O &= \int_{-a}^{R-a} \rho \hat{\rho} \times (\hat{\rho} \cos \phi - \hat{\phi} \sin \phi) \lambda g d\rho \\ &= -\hat{k} \lambda g \sin \phi \frac{R}{2} (R - 2a) . \end{aligned}$$

De aquí que la ecuación dinámica sea

$$\ddot{\phi} = -\frac{3g}{2} \frac{R - 2a}{R^2 - 3Ra + 3a^2} \sin \phi . \quad (2.3.30)$$

Si $R > 2a$ debiera ser claro que este péndulo oscila en torno a $\phi = 0$. En cambio si $R < 2a$ ese punto es inestable.

♣ Analice (2.3.30) en los casos $a = 0$ y $a = R$.

Ejemplo: Se tiene un péndulo formado, como lo muestra la figura 2.9, por un arco de radio R y densidad lineal uniforme $\lambda = \frac{M}{\pi R}$. La ubicación de un punto arbitrario P del

arco se puede definir con respecto al ángulo ϕ con el eje fijo X o bien con el ángulo $\beta = \frac{\pi}{2} + \phi - \alpha$ que subtiende el arco AP . Estando P fijo al arco, el ángulo β es una constante y el movimiento pendular implica $\dot{\phi} = \dot{\alpha}$. El vector posición de un punto P cualquiera del arco es $\vec{r} = R\hat{\rho}$ y la velocidad de P es $\vec{v} = R\dot{\phi}\hat{\phi}$, pero $\dot{\phi} = \dot{\alpha}$.

De aquí que la contribución $d\vec{\ell}$ al momento angular de un arco $ds = R d\beta$ es

$$d\vec{\ell} = (R\hat{\rho}) \times (R\dot{\alpha}\hat{\phi}) \lambda R d\beta = \frac{MR^2}{\pi} \dot{\alpha} d\beta \hat{k}.$$

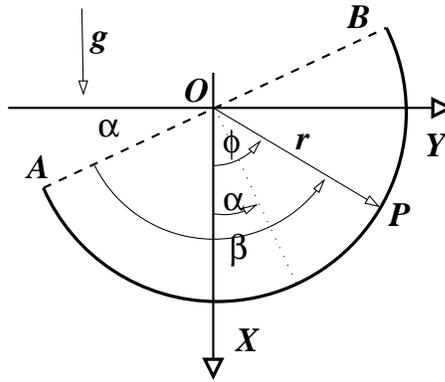


Figura 2.9: Un alambre semicircular de radio R y masa total M oscila como péndulo en torno al punto O .

La velocidad angular $\dot{\alpha}$ es común a todo el arco, esto es, no depende de β , por lo que la integral en β arroja simplemente π y se obtiene

$$\vec{\ell} = MR^2 \dot{\alpha} \hat{k}. \quad (2.3.31)$$

La contribución al torque del arco ds en torno a P debida al peso de ese elemento de arco es

$$d\vec{\tau} = (R\hat{\rho}) \times ((dm)g\hat{\nu}) = - \left(\frac{M}{\pi} d\beta \right) gR \sin \phi \hat{k}$$

debido a que $\hat{\nu} = \hat{\rho} \cos \phi - \hat{\phi} \sin \phi$. Para integrar se debe tomar en cuenta que $\sin \phi = \sin \beta \sin \alpha - \cos \beta \cos \alpha$ por lo que $\int_0^\pi \sin \phi d\beta = 2 \sin \alpha$. De esto resulta que al integrar sobre β se obtiene

$$\vec{\tau} = - \frac{2MgR}{\pi} \sin \alpha \hat{k}.$$

La ecuación $\dot{\vec{\ell}} = \vec{\tau}$ para este péndulo extendido se reduce a

$$\ddot{\alpha} = - \frac{2g}{\pi R} \sin \alpha \quad (2.3.32)$$

que tiene la misma forma que la ecuación (2.3.14) del péndulo simple, aunque el coeficiente numérico es diferente.

♠ Demuestre que para el problema del péndulo hecho con un alambre semicircunferencial, se tiene que $\vec{\ell}_G = \frac{4M}{\pi^2} R^2 \dot{\alpha} \hat{k}$.

2.4. Sistemas de dos partículas

2.4.1. Masa reducida

En general las ecuaciones para un sistema de dos partículas se puede escribir

$$m_1 \frac{d^2 \vec{r}_1}{dt^2} = \vec{f}_1 + \vec{F}_{12}, \quad (2.4.1)$$

$$m_2 \frac{d^2 \vec{r}_2}{dt^2} = \vec{f}_2 - \vec{F}_{12}. \quad (2.4.2)$$

Ya se sabe que la suma de ambas ecuaciones da la dinámica del centro de masa, ecuación (2.2.12).

Si se define el vector de posición relativa y la *masa reducida* μ por

$$\vec{\rho} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2, \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2.4.3)$$

donde $\vec{\rho}_a = \vec{r}_a + \vec{R}_G$, la ecuación (2.4.1) multiplicada por $m_2/(m_1 + m_2)$ queda

$$\mu (\ddot{\vec{\rho}} + \ddot{\vec{r}}_2) = \frac{m_2}{m_1 + m_2} (\vec{F}_{12} + \vec{f}_1). \quad (2.4.4)$$

Si a esta ecuación se le suma (2.4.2) multiplicada por $-m_1/(m_1 + m_2)$ se obtiene

$$\mu \ddot{\vec{\rho}} = \vec{F}_{12} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{f}_1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{f}_2. \quad (2.4.5)$$

Esta última ecuación es equivalente a la ecuación de una sola partícula de masa μ y posición $\vec{\rho}$.

El problema de dos partículas se reduce al problema del movimiento del centro de masa y a la ecuación (2.4.5) para el movimiento relativo.

En el caso usual en que $\vec{f}_a = m_a \vec{g}$ la ecuación anterior se simplifica:

$$\mu \ddot{\vec{\rho}} = \vec{F}_{12} \quad \text{caso especial} \quad (2.4.6)$$

Es una ecuación en la que no interviene sino la fuerza entre las partículas.

El momento angular con respecto a G puede también ser escrito usando $\vec{\rho}$ y la masa reducida μ . Para lograrlo se debe observar primero que $\vec{\rho}$, $\vec{\rho}_1$ y $\vec{\rho}_2$ son paralelos y satisfacen

$$\vec{\rho}_1 = \frac{\mu}{m_1} \vec{\rho}, \quad -\vec{\rho}_2 = \frac{\mu}{m_2} \vec{\rho}. \quad (2.4.7)$$

Entonces

$$\vec{\ell}_G = m_1 \vec{\rho}_1 \times \dot{\vec{\rho}}_1 + m_2 \vec{\rho}_2 \times \dot{\vec{\rho}}_2 = \mu \vec{\rho} \times \dot{\vec{\rho}}. \quad (2.4.8)$$

2.5. Fuerzas centrales

2.5.1. La idea

Una fuerza se dice central, con centro en el punto \mathcal{O} , si el valor de esta fuerza en un punto \vec{r} es

$$\vec{F} = f(\vec{r}) \hat{r} \quad (2.5.1)$$

donde \vec{r} es el vector posición desde \mathcal{O} , y éste es el punto desde donde se define la fuerza como función de $r = \|\vec{r}\|$ y $\hat{r} = \vec{r}/r$. La magnitud $f(\vec{r}) = f(r, \theta, \phi)$ de la fuerza es una función escalar cualquiera que, en los casos más importantes, solo depende del escalar r . Muchos autores restringen la definición a fuerzas donde en (2.5.1) la función f depende tan solo del escalar r , $f(r)$.

Como pronto se verá, importantes fuerzas de la naturaleza son centrales, tales como la que describe la *Ley de Gravitación* y también la *Ley de Coulomb* entre cargas eléctricas. En ambos casos f no depende ni de θ ni de ϕ , sólo depende de r .

En cambio en el ejemplo del péndulo, la tensión del hilo es una fuerza con centro en el punto fijo \mathcal{O} que sí depende del ángulo ϕ y es central de acuerdo a la definición de arriba, pero el problema del péndulo no es de fuerza central porque el peso no apunta hacia \mathcal{O} .

El torque $\vec{\tau}_{\mathcal{O}}$, en el caso en que la fuerza total sobre una partícula sea una fuerza central, es nulo, porque $\vec{\tau}_{\mathcal{O}} = \vec{r} \times (f(r) \hat{r}) = 0$ ya que se trata del producto cruz entre dos vectores paralelos. De esto y de (2.3.5) se concluye que en un caso así

$$\frac{d\vec{\ell}_{\mathcal{O}}}{dt} = 0 \quad (2.5.2)$$

es decir, el momento angular con respecto al centro de fuerza \mathcal{O} permanece constante, $\vec{\ell}(t) = \vec{\ell}(t=0)$.

Pero si $\vec{\ell}$ es constante, y puesto que $\vec{\ell} = \vec{r} \times \vec{p}$, el plano que definen los vectores \vec{r} y \vec{p} permanece fijo, es decir, el movimiento transcurre en un plano fijo. Se trata de movimiento plano.

2.5.2. Corolario: segunda ley de Kepler.

Se demostrará que si se conserva el momento angular la línea que une al centro de fuerza \mathcal{O} con el punto que define el vector posición $\vec{r}(t)$ barre áreas iguales en tiempos iguales. Para demostrarlo hay que recordar que si se tiene dos vectores \vec{a} y \vec{b} definidos a partir de \mathcal{O} , la magnitud del producto $\vec{a} \times \vec{b}$ es igual al área del paralelogramo que definen \vec{a} y \vec{b} . Si la posición de la partícula en un instante t es $\vec{r}(t)$, en un pequeño instante posterior $t + \varepsilon$ es $\vec{r}(t + \varepsilon) = \vec{r}(t) + \varepsilon \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{r}(t) + \varepsilon \vec{v}(t)$.

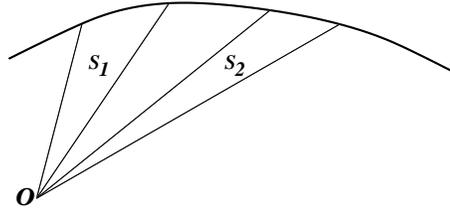


Figura 2.10: Si el momento angular se conserva, entonces áreas barridas en tiempos iguales son iguales.

El área barrida en este lapso infinitesimal ε es la mitad del área del paralelogramo (porque es el área de un triángulo), es decir, esta área infinitesimal vale $dS = \frac{1}{2} \|\vec{r}(t) \times (\vec{r}(t) + \varepsilon \vec{v}(t))\|$ que resulta ser $dS = \frac{\varepsilon}{2} \|\vec{r}(t) \times \vec{v}(t)\|$ que es $dS = \varepsilon \frac{\|\vec{\ell}\|}{2m}$. El infinitesimal ε es un elemento de tiempo dt , y de aquí que la conclusión sea que

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\|\vec{\ell}\|}{2m}, \quad \text{velocidad areolar.} \quad (2.5.3)$$

En palabras, la expresión anterior dice que el área barrida por $\vec{r}(t)$ —a medida que la partícula se mueve en su órbita— es proporcional a t y es proporcional a la magnitud del momento angular, esto es, la velocidad areolar es una constante.

Si la expresión anterior se integra entre dos instantes arbitrarios t_1 y t_2 de la historia de la partícula, el resultado es la segunda ley de Kepler,

$$S_{12} = \frac{\|\vec{\ell}\|}{2m} (t_2 - t_1). \quad (2.5.4)$$

Es decir, en lapsos de tiempo iguales $(t_2 - t_1)$ se barren áreas iguales S_{12} .

2.5.3. La boleadora simple

Dos partículas de masas m_1 y m_2 unidas por un hilo de largo D son lanzadas a volar rotando de modo que el hilo se mantiene tenso.

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{\vec{r}}_1 &= m_1 \vec{g} + \vec{T}, \\ m_2 \ddot{\vec{r}}_2 &= m_2 \vec{g} - \vec{T}. \end{aligned}$$

Al sumarlas se obtiene

$$M \ddot{\vec{R}} = M \vec{g}$$

que implica que el centro de masa describe una parábola.

Se aclara que la boleadora original, que usaban los aborígenes del extremo sur de Sudamérica antes de la llegada de los españoles constaba de tres masas y tres cuerdas.

Definamos $\vec{\rho} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, esto es, $\vec{r}_1 = \vec{\rho} + \vec{r}_2$. Las ecuaciones quedan

$$\begin{aligned} m_1 (\ddot{\vec{\rho}} + \ddot{\vec{r}}_2) &= m_1 \vec{g} + \vec{T}, \\ m_2 \ddot{\vec{r}}_2 &= m_2 \vec{g} - \vec{T}. \end{aligned}$$

Multiplicando la primera por m_2/M , la segunda por $-m_1/M$ y sumando se obtiene

$$\mu \ddot{\vec{\rho}} = \vec{T}, \quad \mu \equiv \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$

Puesto que esta es una ecuación con fuerza central, existe un momento angular conservado. En el caso actual esto implica que $\vec{\rho} \times \dot{\vec{\rho}}$ es un vector constante, lo que quiere decir que el plano en que rota la boleadora simple tiene una normal que apunta siempre en la misma dirección. Conviene resolver la ecuación anterior en coordenadas polares:

$$\vec{\rho} = D \hat{\rho}, \quad \vec{v} = D \dot{\phi} \hat{\phi}, \quad \vec{a} = -D \dot{\phi}^2 \hat{\rho} + D \ddot{\phi} \hat{\phi}$$

y, puesto que $\vec{T} = -T \hat{\rho}$ la ecuación vectorial de movimiento se reduce a dos ecuaciones:

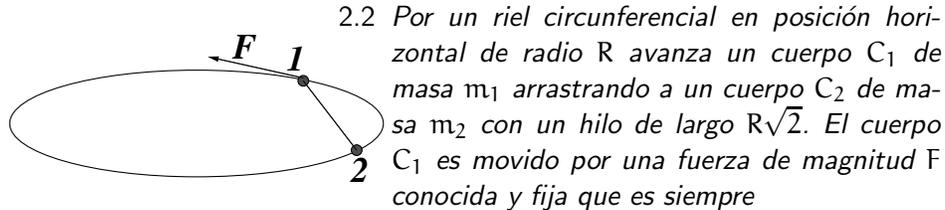
$$\mu D \dot{\phi}^2 = T, \quad \mu D \ddot{\phi} = 0$$

La segunda de estas ecuaciones implica que $\dot{\phi}$ es una constante ω_0 (que depende de las condiciones iniciales) y la primera sencillamente dice cuanto vale la tensión: $T = \mu D \omega_0^2$.

2.6. Problemas

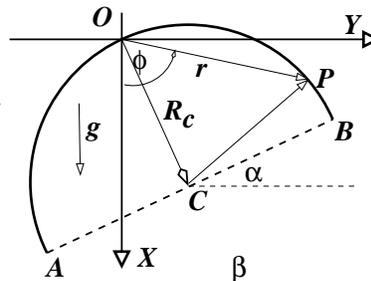
2.1 Considere el movimiento de un proyectil lanzado desde $(x = 0, y = 0)$ con velocidad inicial $\vec{v} = (\hat{i} \cos \theta + \hat{j} \sin \theta) v_0$ y aceleración de gravedad $\vec{g} = -g \hat{j}$.

- a)** Determine la trayectoria $y(x)$, la rapidez $v(t)$ en todo momento y el vector tangente unitario \hat{t} . **b)** Si el proyectil ha sido lanzado desde la base de un plano inclinado (ángulo α y $\alpha < \theta$), determine el ángulo θ óptimo para que el proyectil golpee al plano lo más lejos posible.



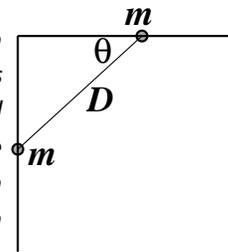
- tangencial a la circunferencia. En el instante $t = 0$ los cuerpos parten desde el reposo y en t_0 completan una vuelta. **a)** Calcule la tensión del hilo en ese intervalo. **b)** En el instante t_0 se corta el hilo y sobre C_1 continua actuando la misma fuerza. Obtenga el instante t_1 en el cual C_1 alcanza a C_2 .

- 2.3 Considere un alambre semicircunferencial, de radio R y densidad uniforme, que oscila —debido a su peso— en su propio plano, en torno a su punto medio O . Puede ser conveniente describir la posición \vec{r} de cada punto P del arco como la suma del vector \vec{R}_c que va desde O hasta el centro de curvatura C , más un vector que va desde C hasta un punto P .

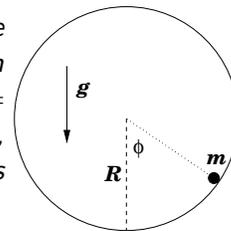


- 2.4 Un astronauta de masa m se aleja de su nave unido a ella por una cuerda, pero impulsado por sus propios cohetes. Debido a que se le acaba el combustible debe ser traído de vuelta recogiendo la cuerda. Esto se comienza a hacer cuando la cuerda está tirante, tiene una longitud extendida R_0 desde la nave y la velocidad angular del astronauta, respecto a la nave, es Ω_0 . La cuerda comienza a ser recogida con rapidez constante v_0 . Suponga que no hay complicación alguna en el momento de comenzar a recoger la cuerda. **a)** Encuentre la rapidez del astronauta en función de la distancia a la nave. **b)** Si se sabe que la cuerda soporta una tensión máxima $27 m R_0 \Omega_0^2$ antes de cortarse, determine a qué distancia de la nave se encuentra el astronauta en el momento en que la cuerda se corta. Nota: la nave tiene masa tan grande que para todos los efectos de este problema puede tomarse como un punto fijo.

2.5 Considere dos anillos que pueden deslizar (sin roce), uno a lo largo de una barra horizontal y el otro a lo largo de una barra vertical bajo el origen. Ambas barras se unen en el origen. Si ambos anillos, de igual masa, están unidos por un hilo de largo D siempre tirante, que inicialmente forma un ángulo θ_0 con la horizontal, obtenga la ecuación para el ángulo θ y la tensión del hilo en función de este ángulo.

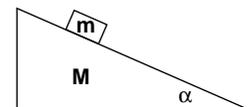


2.6 Una partícula de masa m desliza sin roce, siempre en el mismo plano vertical, por el interior de un tubo de radio R y eje horizontal. Se suelta desde la posición más baja, $\phi(0) = 0$, con velocidad angular $\dot{\phi}(0) = \omega_0$. Note que si en algún punto la normal se anula, entonces la partícula se despega del cilindro. Los datos son: m , R , g y ω_0 .



- Escriba la ecuación vectorial de movimiento y sepárela en ecuaciones escalares.
 - Obtenga $\dot{\phi}(t)$ como función de $\phi(t)$ y, puesto que $\dot{\phi}^2 \geq 0$, obtenga una desigualdad del tipo $\cos \phi \geq \dots$. Interprete este resultado.
 - Encuentre una expresión para la fuerza normal en función de los datos y de $\phi(t)$ y de ella obtenga una expresión para $\cos \phi$ en el punto en el cual la masa se despegaría del tubo, esto es, el punto en que la normal se anula. De ella obtenga una segunda desigualdad del tipo $\cos \phi \geq \dots$
 - ¿Para qué valor de ω_0^2 ambas desigualdades son idénticas? ¿Cuánto vale ϕ en tal caso?
 - Describa en palabras el movimiento de la partícula si ω_0^2 es levemente mayor a ese valor.
- 2.7 Un péndulo plano de largo R y masa m es liberado desde su punto más bajo ($\phi = 0$) con una velocidad angular ω_0 . No alcanza a llegar a la cúspide (altura $2R$ medida desde el punto más bajo) porque cuando ϕ toma el valor ϕ_M el movimiento deja de ser circunferencial. Obtenga una expresión para $\cos \phi_M$ en función de m , g , ω_0 y R .

2.8 Sobre un plano horizontal está apoyada una cuña de masa M y sobre la cuña hay un cuerpo de masa m . Despreciando todos los roces, determine el movimiento de este sistema si inicialmente ambos cuerpos están en reposo.



Capítulo 3

Fuerzas específicas y movimiento

3.1. Ley de Gravitación Universal

3.1.1. La ley

La tercera ley de Kepler establece que el cubo del semieje mayor R de la órbita de un planeta dividida por el cuadrado de su período T es la misma constante para todos los planetas, es decir para cualquier planeta α el cociente

$$\frac{R_\alpha^3}{T_\alpha^2} = k$$

da un valor k que no depende del planeta. Kepler observó que las órbitas son elipses. También estableció la ley (2.5.3) que se ha visto que significa que el momento angular se conserva.

Esto último sugiere que la dinámica de los planetas está gobernada por una fuerza central. Si la fuerza es central de la forma $f(r)\hat{r}$, la única aceleración que tiene cada planeta es la centrípeta, descrita en (1.4.11). ¿Qué forma tiene tal ley de fuerza?

Aun cuando los planetas se mueven en órbitas elípticas, éstas son muy poco excéntricas, esto es, son casi circunferenciales. La velocidad media del planeta α es prácticamente su velocidad real todo el tiempo, y se puede estimar dividiendo el camino recorrido en una órbita: $2\pi R_\alpha$ por el tiempo T_α que tarda, es decir, $V_\alpha = 2\pi R_\alpha/T_\alpha$. Se sabe, ver (1.4.11), que la aceleración centrípeta $a_c^{(a)}$ es de magnitud V_α^2/R_α ,

$$a_c^{(a)} = \frac{1}{R_\alpha} \left(\frac{2\pi R_\alpha}{T_\alpha} \right)^2 = \frac{4\pi^2 R_\alpha}{T_\alpha^2} = \frac{4\pi^2 R_\alpha^3}{R_\alpha^2 T_\alpha^2} = \frac{4\pi^2 k}{R_\alpha^2}. \quad (3.1.1)$$

Con la última expresión a la derecha se ha podido escribir la aceleración centrípeta en términos tan solo de la constante $4\pi^2k$ y de la distancia al centro de fuerza (distancia al Sol). Por tanto, la magnitud de la fuerza sobre el planeta α tiene que estar dada por esta aceleración multiplicada por la masa del planeta y tiene que apuntar hacia el centro,

$$\vec{F}_\alpha = -\frac{4\pi^2k M_\alpha}{R_\alpha^2} \hat{r}. \quad (3.1.2)$$

El planeta Júpiter tiene muchas lunas y ese sistema se comporta como un sistema solar autónomo. Cuando se estudió si la ley de Kepler (3.1.1) se cumplía para ese sistema se obtuvo que se cumple, pero la constante k que resulta es otra. Hoy sabemos, gracias a la ley de gravitación universal de Newton, que esa constante k es proporcional a la masa del objeto masivo que crea la fuerza central, el Sol en un caso y Júpiter en el otro.

El argumento dado al comienzo, en torno a (3.1.1), tiene sentido tan solo si la órbita es circunferencial o muy próxima a serlo. Pero la conclusión de ese caso particular, ayuda a entender cómo se puede llegar a concebir la ley de validez universal que ahora se introduce. La ley universal de gravitación enunciada por Newton dice que la fuerza

Kepler enunció sus dos primeras leyes en 1609, mientras que la tercera es de diez años después, 1619. Isaac Newton se basó en la tercera ley de Kepler para afirmar en 1666 que existe una fuerza de atracción gravitacional que es proporcional al inverso del cuadrado de la distancia entre los dos cuerpos.

Newton pudo tan solo estimar los valores de GM pero no de la constante G por sí sola. Fue Henry Cavendish quien comunicó en 1798 la medición de G usando una delicada balanza de torsión. La medición de Cavendish arrojó resultados que implicaban $G = 6,754 \times 10^{-11} \text{ N m}^2/\text{K}^2$.

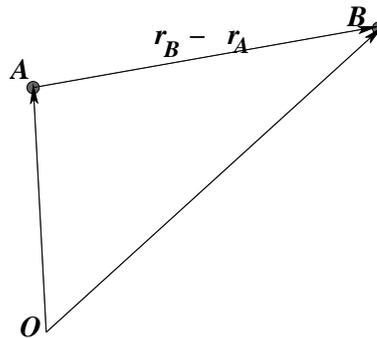


Figura 3.1: La fuerza de atracción gravitacional que A ejerce sobre B es paralela a $\vec{r}_B - \vec{r}_A$.

de atracción que ejerce un punto material de masa m_A sobre un punto material de masa m_B es

$$\vec{F}_{\text{sobre } B} = -G \frac{m_A m_B}{r_{AB}^2} \hat{r} \quad (3.1.3)$$

donde \hat{r} es el vector unitario que apunta desde el centro A de fuerza hacia B.

La constante universal de gravitación G vale

$$G = 6,67428 \times 10^{-11} \frac{\text{N m}^2}{\text{K}^2} \quad (3.1.4)$$

que es algo menor al resultado de Cavendish de 1798.

Esta misma ley se puede también escribir utilizando vectores posición \vec{r}_A y \vec{r}_B respecto a cualquier origen \mathcal{O} . La fuerza sobre B debido a A es

$$\vec{F}_{BA} = -G \frac{m_A m_B}{\|\vec{r}_B - \vec{r}_A\|^3} (\vec{r}_B - \vec{r}_A) . \quad (3.1.5)$$

El movimiento que se deduce con esta fuerza, en particular el movimiento planetario, será discutido más adelante.

3.1.2. Newton

En 1665 Isaac Newton obtuvo grado de bachiller en Cambridge sin honores ni distinciones. Los siguientes dos años la universidad estuvo cerrada debido a la peste negra por lo que se fue a las tierras de su familia. Durante ese período de reclusión campestre concibió una serie de grandes contribuciones a la física. Newton mismo, mucho después, relató que en esos años de la plaga estaba en la cúspide de su creatividad y se concentró en matemáticas y ciencia como nunca más lo volvería a hacer. También se dedicó mucho a estudiar alquimia. En esa época desarrolló el cálculo diferencial e integral, planteó una teoría corpuscular sobre la luz y los colores y logró familiarizarse con las complejidades del movimiento planetario. Esto último sentó las bases para su obra *Principia* que publicaría mucho después. En abril de 1667 regresó a Cambridge y en 1669, antes de cumplir 27 años de edad, fue elegido "*Lucasian Professor of Mathematics*".

La creencia más generalizada en aquellos años era que las interacciones entre objetos materiales se debía a contactos y en particular a choques, en cambio en alquimia —tema que tanto seducía a Newton— las nociones de atracción y repulsión eran comunes. Al parecer así fue como Newton fue llegando a la idea de acción a distancia y una formulación matemática de ella, lo que lo llevó a formular la existencia de una atracción gravitacional. En sus escritos Newton dice que las primeras ideas sobre esto las tuvo en 1666, pero estudiosos de sus escritos no creen que haya sido así y que más bien esta idea le comenzó a surgir muchos años después. Hay indicios que comenzó a desarrollarlas en torno a 1680, pero las mantuvo en secreto.

En agosto de 1684 Edmund Halley vino desde Londres a visitar a Newton. El cometa que ahora se llama "cometa Halley" había pasado cerca del Sol en septiembre de 1682

y Halley se dió cuenta que correspondía al paso periódico del mismo cuerpo visto antes en 1607, 1531 etc. La aparición más antigua con registro indiscutido es chino, el año -467.

Se dice que en aquella visita Halley le preguntó por la forma que debiera tener la órbita de un objeto girando en torno al Sol si hay una fuerza de atracción entre ellos que es inversa al cuadrado de la distancia. Newton inmediatamente le habría respondido que tenía que ser una elipse, agregando que ya hace un tiempo lo había calculado. En 1687 Newton publicó su famoso *Principia* donde estaba ese resultado entre muchísimos más.

3.1.3. Aceleración de gravedad

De acuerdo a (3.1.3) la magnitud de la fuerza que la Tierra ejerce sobre un cuerpo de masa m es

$$F = m \frac{GM}{(R+h)^2} \quad (3.1.6)$$

donde M es la masa de la Tierra, R es su radio al nivel del mar y h es la altura sobre el nivel del mar que está el cuerpo de masa m . Siempre se identifica esta fuerza con el producto $m g_h$, por tanto, la aceleración de gravedad resulta valer

$$g_h = \frac{GM}{(R+h)^2} = \frac{GM}{R^2 \left(1 + \frac{h}{R}\right)^2} \approx \frac{GM}{R^2} \frac{1}{1 + \frac{2h}{R}} \approx \frac{GM}{R^2} \left(1 - \frac{2h}{R}\right) \quad (3.1.7)$$

que depende de la altura h . En el calculo anterior se ha supuesto que la altura h es mucho menor que el radio de la Tierra, $h \ll R$. El radio de la Tierra es $R = 6,37 \cdot 10^6 \text{m}$ lo que garantiza que la aproximación hecha es excelente aun si h es la altura del monte Everest ($h_{\text{Everest}} \approx 8,8 \cdot 10^3 \text{m}$).

Se llamará g_0 a la aceleración de gravedad al nivel del mar. Puesto que la masa de la Tierra es $M = 5,98 \cdot 10^{24} \text{Kg}$, resulta

$$g_0 = \frac{GM}{R^2} \approx 9,8 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}. \quad (3.1.8)$$

El semieje mayor de la órbita terrestre vale $a \approx 1,5 \times 10^{11} \text{Km} = 1,5 \times 10^{14} \text{m}$.

♣ Demuestre que la aceleración de gravedad en Santiago difiere en menos del 1% de g_0 .

3.2. Fuerza elástica ideal

3.2.1. Generalidades

El tipo de problemas que se va a abordar en esta sección tiene un grado de aplicabilidad que va mucho más allá de lo que podría aparentar. Superficialmente esta sección trata de una partícula P de masa m en el extremo de un resorte cuyo otro extremo está fijo en un punto que se ha designado A en la figura 3.2. Si bien lo que se estudia a continuación es cómo oscila este sistema, moviéndose a lo largo de la recta AP , los resultados son generalizables a todo tipo de sistemas elásticos.

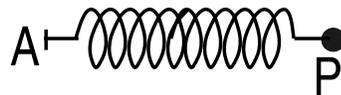


Figura 3.2: Un resorte con un extremo fijo en A tiene en su otro extremo P una masa m .

La fuerza que ejerce un resorte ideal de *largo natural* D_0 sobre un cuerpo P depende linealmente de la deformación (alargamiento o acortamiento) que sufre el resorte y es proporcional a la *constante elástica* k del resorte,

$$\vec{F}_e = -k (D(t) - D_0) \hat{r} \quad (3.2.1)$$

donde, $D(t) = \|\vec{r} - \vec{r}_A\|$ es el largo actual del resorte y \hat{r} es el vector unitario en la dirección del resorte,

$$\hat{r} = \frac{\vec{r} - \vec{r}_A}{\|\vec{r} - \vec{r}_A\|}. \quad (3.2.2)$$

En particular si A es el origen (esto es, $\vec{r}_A = 0$) se tiene que $\hat{r} = \frac{\vec{r}}{\|\vec{r}\|}$. La diferencia $D(t) - D_0$ se suele denominar la *elongación* del resorte.

Un resorte es “duro” si su constante k es grande y en el caso contrario es “blando”.

La *ley de Hooke* se refiere a sistemas en los que, al ser sacados de su posición de reposo, también llamada posición de equilibrio, aparece una fuerza que es proporcional a la deformación ($D(t) - D_0$), tal como en (3.2.1). Esta ley es aplicada en los más variados contextos. Cuando una cuerda de guitarra es sacada de su posición de equilibrio (es *pulsada*) aparece una fuerza que, de alguna manera, puede ser asimilada a (3.2.1). Al deformar levemente cualquier cuerpo sólido aparece una fuerza elástica para restituirlo a su posición original. Como se verá, (3.2.1) conduce a una dinámica típicamente oscilante, aunque no siempre lo es.

Un sistema oscilante normalmente pierde energía y, si está libre de influencias que mantengan sus oscilaciones, termina regresando al reposo. La ley que rige esta pérdida de energía se verá más adelante cuando se trate al *oscilador amortiguado*.

Otra variante de los osciladores se refiere al caso real en que el sistema no es sacado levemente de su posición de equilibrio, sino que se aleja bastante de ella. En tales casos es muy típico que la ley (3.2.1) deje de ser válida. Puede ocurrir que la ley sea más complicada, como es el caso del péndulo, (2.3.14) comparado con el caso de pequeñas oscilaciones del péndulo descritas por la ecuación (2.3.15). También esto ocurre, por ejemplo, cuando el sistema ya no sufre una deformación elástica sino una deformación plástica. Plástica es la deformación que cambia la naturaleza del material, como es el caso de un resorte que es estirado más allá de un cierto límite y se deforma irreversiblemente.

3.3. Fuerzas de roce estático y deslizante

Ya se ha dicho que si dos cuerpos están en contacto, sobre cada uno de ellos actúa una fuerza llamada *de contacto*. Esta fuerza tiene una descomposición única en una componente perpendicular a la superficie tangente al contacto, que se denomina *normal*, \vec{N} , y una componente paralela al contacto, que es la *fuerza de roce*.

Si no hay *movimiento relativo* entre las dos superficies en contacto la fuerza paralela al contacto, que actúa sobre cada uno de los dos cuerpos, se llama *fuerza de roce estático*, \vec{F}_{RE} , mientras que si hay movimiento relativo, se llama *fuerza de roce cinético o deslizante*, \vec{F}_{RD} .

3.3.1. Roce estático

Al aplicar una fuerza \vec{F} sobre un cuerpo A apoyado en una superficie, puede ocurrir que A no se mueva. Esto se debe a que en la región de contacto entre A y la superficie aparece la fuerza, llamada de *roce estático*, que se opone al movimiento y que se denota \vec{F}_{RE} . Esta fuerza de roce estático anula la componente F_{\parallel} , paralela al contacto, de la fuerza \vec{F} . Si F_{\parallel} sobrepasa un cierto valor, el cuerpo ya no podrá permanecer en reposo. El valor máximo alcanzado por \vec{F}_{RE} obedece la siguiente ley, que depende del valor de la magnitud de la fuerza normal, \vec{N} presente en el contacto,

$$\|\vec{F}_{RE}\| \leq \mu_e \|\vec{N}\| \quad (3.3.1)$$

donde \vec{N} es la fuerza normal mencionada más arriba y μ_e es el llamado *coeficiente de roce estático*.

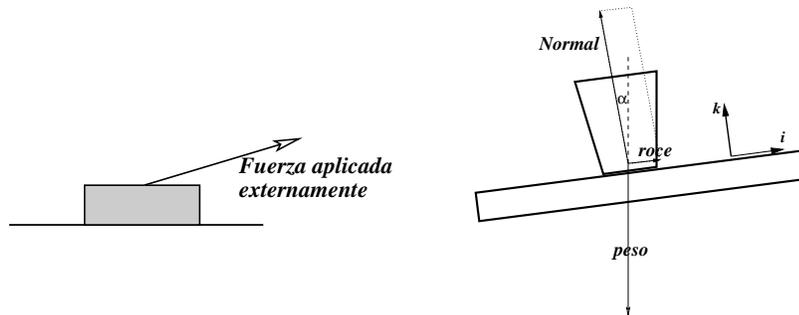


Figura 3.3: Izquierda: Al aplicar una fuerza externa sobre un cuerpo que está apoyado sobre una superficie puede ocurrir que este cuerpo no se mueva. Derecha: Un vaso en reposo sobre una mesa inclinada en el ángulo preciso para que la suma de la normal y el roce estático cancelen la acción del peso.

Este coeficiente depende de la naturaleza de los materiales en contacto y de la calidad, por ejemplo la rugosidad, de las superficies.

♠ Sobre una superficie que corresponde al interior de un cono vertical con vértice abajo está apoyado un cuerpo de masa m . Cuerpo y superficie giran con velocidad angular ω constante, en torno al eje vertical, sin que el cuerpo deslice. Encuentre las condiciones para que esto ocurra. Al analizar este problema debe cuidadosamente analizar diversos casos. Por ejemplo, se debe separar los casos en que $(g \cos \theta - \rho \omega^2 \sin \theta)$ es positivo o negativo. Aquí θ es el ángulo entre la vertical y una generatriz del cono, g es la aceleración de gravedad y ρ es la distancia entre el cuerpo y el eje de rotación.

3.3.2. Roce deslizando o dinámico

El roce deslizando o dinámico existe cuando hay movimiento relativo entre las superficies en contacto. La fuerza de roce en este caso depende de la velocidad relativa entre el cuerpo que se estudia y la superficie con la que está en contacto: $\vec{v}_{\text{rel}} = \vec{v} - \vec{v}_s$, donde \vec{v} es la velocidad del cuerpo y \vec{v}_s es la velocidad de la superficie. La ley de roce deslizando es

$$\vec{F}_{\text{RD}} = -\mu_d N \hat{v}_{\text{rel}} \quad (3.3.2)$$

donde μ_d es un coeficiente que depende de la naturaleza de las superficies en contacto, $N = \|\vec{N}\|$ es la magnitud de la fuerza normal sobre el cuerpo que desliza y $\hat{v}_{\text{rel}} = \vec{v}_{\text{rel}}/\|\vec{v}_{\text{rel}}\|$ es el vector unitario que apunta en la dirección de la *velocidad relativa* del

cuerpo en estudio con respecto a la superficie del contacto. Es muy notable que esta fuerza no depende de la magnitud de la superficie de contacto.

El contacto entre dos cuerpos, entonces, está caracterizado en general por dos coeficientes de roce, el coeficiente de roce estático y el coeficiente de roce deslizante. Siempre se cumple que

$$\mu_e \geq \mu_d \quad (3.3.3)$$

♠ Considere el sistema que se muestra a la izquierda en la figura 3.4. Se trata de un bloque de masa m sobre una cinta sin fin que se mueve con rapidez uniforme v_0 . El bloque está además unido a un resorte de constante elástica k y largo natural D_0 . El bloque tiene coeficientes de roce estático y deslizante μ_e y μ_d con la cinta. Haga un análisis exhaustivo del tipo de movimiento que tiene el bloque según el valor de v_0 cuando los demás parámetros están fijos. Puede darse las condiciones iniciales que estime conveniente.

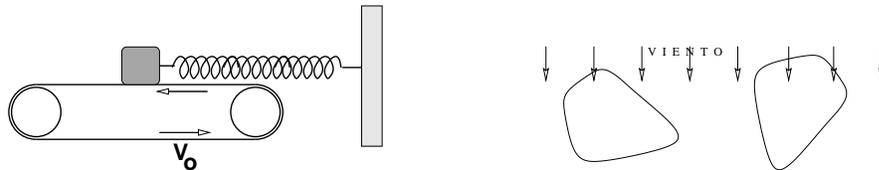


Figura 3.4: Izquierda: Un bloque apoyado en una cinta sin fin está también unido a un resorte. Puede haber momentos en que haya roce estático. Derecha: El roce viscoso depende de la forma del objeto y también del ángulo entre esa forma y la velocidad relativa al fluido.

3.4. Roce viscoso

3.4.1. Generalidades

Cualquiera que haya tratado de correr con el agua hasta la cintura sabe que el paso de un cuerpo a través de un medio fluido encuentra una resistencia al movimiento. Esta fuerza será llamada *fuerza de roce viscoso*.

Este fenómeno es complejo porque depende de muchos parámetros. Por ejemplo importa la forma del sólido, pero además —dada una forma— depende del ángulo con que el cuerpo enfrenta al fluido, de la naturaleza de la superficie (suave, áspera ...) y de la forma específica como el fluido se relaciona con la superficie sólida (por ejemplo, importa si un líquido moja o no moja a ese sólido), depende de la temperatura etc.

Simplificando mucho el fenómeno se puede decir que hay dos regímenes: el fluido rodea al sólido en forma suave (se dice, flujo *laminar*), o bien el fluido forma turbulencias. En el primer caso la ley de roce queda bien descrita por una ley lineal (ver más abajo en §3.4.2) o, si es turbulento, por una ley cuadrática, descrita en §3.4.3.

3.4.2. Roce viscoso lineal

La ley de roce viscoso lineal establece que esta fuerza es proporcional a la velocidad relativa entre el sólido y el fluido y el coeficiente de proporcionalidad es negativo

$$\vec{F}_{rvl} = -c\vec{v} \quad (3.4.1)$$

donde $c > 0$, y c , como ya se ha dicho, depende de una gran cantidad de parámetros particulares a cada caso. Por ejemplo, en el caso de una esfera en movimiento lento se ha establecido que

$$c = 6\pi\xi R$$

donde ξ es la viscosidad del fluido y R es el radio de la esfera.

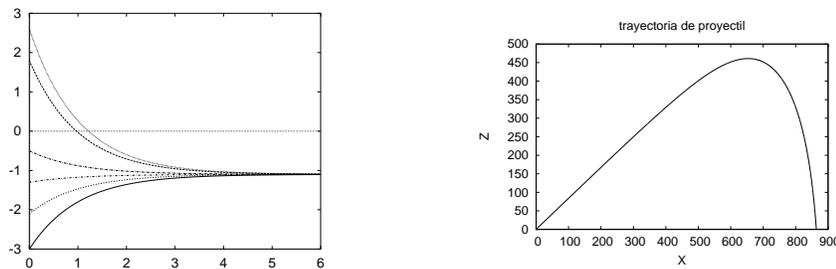


Figura 3.5: *Caida libre. A la izquierda: cualquiera que sea la condición inicial para v_z esta componente de la velocidad, con el transcurso del tiempo $v_z(t)$ se acerca siempre a un mismo valor asintótico. A la derecha: Trayectoria de un proyectil para el cual la viscosidad del aire tiene un efecto apreciable. Esta curva corresponde a la función $z(x)$ dada en (3.4.9).*

Ejemplo. Considérese el lanzamiento de un proyectil tomando en cuenta el roce viscoso del aire, el cual se supondrá que es de tipo lineal. La ecuación de movimiento es

$$m \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -c \frac{d\vec{r}}{dt} + m\vec{g}. \quad (3.4.2)$$

En coordenadas cartesianas con eje Z vertical, y escogiendo la orientación del eje X tal que la velocidad inicial conocida sea $\vec{v}_0 = \hat{i}v_{x0} + \hat{k}v_{z0}$, todo el movimiento transcurre

en el plano XZ y la ecuación se puede escribir por componentes en la forma

$$\begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= -c v_x \\ m \frac{dv_z}{dt} &= -c v_z - m g \end{aligned}$$

que son dos ecuaciones independientes.

La segunda ecuación se puede escribir en la forma

$$\frac{\frac{dv_z}{dt}}{v_z + \frac{mg}{c}} = -\frac{c}{m} \quad \text{o bien} \quad (3.4.3)$$

$$\frac{dv_z}{v_z + \frac{mg}{c}} = -\frac{c}{m} dt. \quad (3.4.4)$$

Recordando que la primitiva asociada a integrar sobre v_z al lado izquierdo es

$$\ln \left(v_z + \frac{mg}{c} \right)$$

y la primitiva al integra sobre t al lado derecho es t mismo entonces, integrando entre $t = 0$ y t a la derecha y, correspondientemente, entre v_{z0} y $v_z(t)$ a la izquierda, se obtiene

$$v_z(t) = v_{z0} e^{-ct/m} - \frac{mg}{c} \left(1 - e^{-ct/m} \right). \quad (3.4.5)$$

En particular, se puede ver que cuando $t \rightarrow \infty$, $v_z \rightarrow -\frac{mg}{c}$. A la izquierda en la figura 3.5 se muestra la evolución de v_z con diversos valores iniciales v_{z0} .

Puesto que la velocidad asintótica en este ejemplo es negativa se puede observar que si el valor inicial es positivo, en algún momento se anula. Esto quiere decir que el proyectil está inicialmente subiendo $v_z(0) > 0$, en algún momento t^* su velocidad vertical se anula $v_z(t^*) = 0$ para finalmente comenzar a descender, $v_z(t) < 0$.

♠ *Demuestre que la función $z(t)$ que surge de lo anterior es*

$$z(t) = z_0 + \frac{m}{c} (v_{z0} - g t) + \frac{m^2 g}{c^2} - \frac{m}{c} \left(\frac{m g}{c} + v_{z0} \right) e^{-c t/m}. \quad (3.4.6)$$

Una trayectoria balística con este tipo de viscosidad se obtiene usando (3.4.6) y una expresión similar para $x(t)$. La única diferencia es que en la dirección X se debe eliminar los términos que contienen g ,

$$x(t) = x_0 + \frac{m}{c} v_{x0} - \frac{m}{c} v_{x0} e^{-c t/m}. \quad (3.4.7)$$

Combinando (3.4.6) y (3.4.7) se obtiene trayectorias como la que se muestra a la derecha en la figura 3.5.

Marginalmente se hace notar que de (3.4.7) se puede despejar t para utilizar esa forma en (3.4.6) lo que da a z como función de x . En efecto

$$t = \frac{m}{c} \ln \left[1 - \frac{c(x - x_0)}{m v_{x0}} \right] \quad (3.4.8)$$

y entonces

$$z(x) = z_0 + \frac{m g x}{c v_{x0}} + \frac{v_{z0}}{v_{x0}} (x - x_0) + \frac{m^2 g}{c^2} \ln \left[1 - \frac{c(x - x_0)}{m v_{x0}} \right] \quad (3.4.9)$$

es la trayectoria del lanzamiento balístico con roce viscoso lineal.

♠ *Se sabe que en lanzamiento balístico sin roce viscoso desde un punto a otro a igual altura, el alcance máximo se obtiene cuando la velocidad inicial forma un ángulo de $\frac{\pi}{4}$ con respecto a la vertical. Obtenga la expresión para el alcance máximo en una situación similar pero cuando el roce viscoso lineal es tomado en cuenta.*

Tanto la solución (3.4.5) y (3.4.6) parecen ser singulares para $c = 0$, ya que c aparece en denominadores. Esto, sin embargo, es solo aparente. Si se analiza, por ejemplo, el caso de (3.4.5), el primer término sencillamente tiende a v_{z0} mientras que el paréntesis en el último término contiene $(1 - \exp[-ct/m]) = 1 - 1 + \frac{ct}{m} - \frac{c^2 t^2}{2m^2} + \dots$. Si esta expresión se multiplica por mg/c y se hace el límite $c \rightarrow 0$ se obtiene $g t$ y el resultado neto es $v_z(t; c = 0) = v_{z0} - g t$ que es la solución conocida en el caso sin roce viscoso.

Ejemplo. Se tiene un péndulo con punto fijo en su extremo —como en la figura 3.6— compuesto por una barra ideal de largo $L = N \varepsilon$ que tiene N masas m a intervalos ε en todo su largo de modo que la masa total es $M = N m$. El vector posición de la n -ésima partícula es $\vec{r}_n = n \varepsilon \hat{\rho}$ con $n = 1, 2, \dots, N$ y su velocidad es $\vec{v}_n = n \varepsilon \dot{\phi} \hat{\phi}$ de modo que el momento angular total de este péndulo es

$$\vec{\ell} = \sum_{n=1}^N (m n^2 \varepsilon^2 \dot{\phi}) \hat{k} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \frac{M L^2}{3} \dot{\phi} \hat{k}.$$

El torque del peso sobre la n -ésima partícula es

$$\begin{aligned} \vec{\tau}_n &= -n m g \varepsilon \sin \phi \hat{k} \\ \text{sumando sobre } n \text{ da} \\ \vec{\tau}_{\text{peso}} &= -\frac{M g L}{2} \sin \phi \hat{k}. \end{aligned} \quad (3.4.10)$$

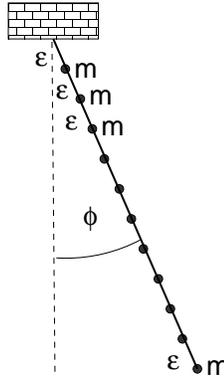


Figura 3.6: Se considera un péndulo de N masas m fijas a una vara recta de largo $L = N \epsilon$ que oscila en un plano fijo por efecto de la gravedad.

El roce viscoso sobre cada una de las N partículas tiene un coeficiente C que tiende a cero con N , $C = \frac{c}{N}$

$$\tau_n = (n\epsilon\hat{\rho}) \times (-Cn\epsilon\dot{\phi}\hat{\phi}) \quad \implies \quad \vec{\tau}_{\text{visc}} = -\frac{c}{3}L^2\dot{\phi}\hat{k}.$$

Todo lo anterior lleva la ecuación

$$\frac{ML^2}{3}\ddot{\phi} = -\frac{MgL}{2}\sin\phi - \frac{cL^2}{3}\dot{\phi}. \quad (3.4.11)$$

Para oscilaciones de amplitud pequeña se puede hacer $\sin\phi \approx \phi$ y la ecuación aproximada es

$$\ddot{\phi} = -\frac{3g}{2L}\phi - \frac{c}{M}\dot{\phi} \quad (3.4.12)$$

que es la ecuación de un oscilador linealmente amortiguado.

3.4.3. Roce viscoso cuadrático

En el caso del roce viscoso cuadrático la fuerza de roce es

$$\vec{F}_{\text{rvc}} = -\eta \|\vec{v}\| \vec{v} \quad (3.4.13)$$

donde η depende del fluido que se trate. En el caso en que el fluido sea un gas una expresión aproximada para η es

$$\eta = \frac{1}{2}\rho A C_d$$

ρ es la densidad del fluido, A es un área del orden de la que se obtiene de la proyección del proyectil al plano perpendicular a la velocidad relativa y C_d es el *coeficiente de arrastre*. Si el proyectil es una esfera, $A \approx \pi R^2$.

3.4.3.1. Sin gravedad

Como primer ejemplo se resuelve el sencillo caso en que ésta es la única fuerza y el movimiento es en una sola dirección. Se supondrá que $v > 0$ todo el tiempo, entonces

$$m\dot{v} = -\eta v^2$$

que se resuelve primero escribiendo la ecuación anterior en la forma

$$\frac{dv}{v^2} = -\frac{\eta}{m} dt.$$

Si el lado derecho se integra entre $t = 0$ y un valor arbitrario de t , el lado derecho debe integrarse entre el valor de v en $t = 0$, que se denotará v_0 y un valor arbitrario $v(t)$. Se obtiene entonces

$$-\frac{1}{v(t)} + \frac{1}{v_0} = -\frac{\eta t}{m} \quad \Longrightarrow \quad v(t) = \frac{v_0}{1 + \frac{\eta v_0}{m} t}. \quad (3.4.14)$$

Se observa que la velocidad inicial es realmente v_0 y que la velocidad decrece monótonamente con el tiempo acercándose cada vez más a cero.

Un segundo ejemplo: por una circunferencia de radio R horizontal se lanza a deslizar con condiciones iniciales: $\phi(0) = 0$ y $\dot{\phi}(0) = \omega_0$. La única fuerza con componente tangencial a la circunferencia es un roce cuadrático caracterizado por una constante de viscosidad cuadrática η . Determinar el movimiento.

$$\vec{r} = R \hat{\rho}, \quad \vec{v} = R \dot{\phi} \hat{\phi} \quad \Rightarrow \quad \vec{\ell} = mR^2 \dot{\phi} \hat{k} \quad \vec{F}_{\text{visc}} = -\eta R^2 \dot{\phi}^2 \hat{\phi}.$$

La fuerza viscosa es $\vec{F}_{\text{visc}} = -\eta R^2 \dot{\phi}^2 \hat{\phi}$ que implica un torque $\vec{\tau} = R \hat{\rho} \times \vec{F}_{\text{visc}}$ que implica, a partir de $\dot{\vec{\ell}} = \vec{\tau}$, una ecuación para la velocidad angular $\omega \equiv \dot{\phi}$,

$$mR^2 \dot{\phi} = -\eta R^3 \dot{\phi}^2 \quad \Longleftrightarrow \quad \dot{\omega} = -\frac{\eta R}{m} \omega^2$$

cuya solución es

$$\omega = \dot{\phi} = \frac{\omega_0}{1 + \frac{\eta R \omega_0}{m} t} \quad \Longrightarrow \quad \phi(t) = \frac{m}{\eta R} \ln \left(1 + \frac{\eta R \omega_0}{m} t \right).$$

El movimiento nunca cesa. Se puede demostrar que la velocidad angular pasa a ser un *enésimo* de la inicial cuando $t = m(n-1)/(\eta R \omega_0)$.

3.4.3.2. Con gravedad

Ahora se analizará un caso en que además hay gravedad. Este caso es intrínsecamente mucho más complicado que el caso de viscosidad lineal y solo se estudiará el movimiento rectilíneo. Se supondrá que el eje Z es vertical hacia arriba y que hay una fuerza peso constante $-m g$.

La fuerza de roce viscoso apunta hacia arriba si la partícula desciende y apunta hacia abajo si va ascendiendo, es decir,

$$m \ddot{z}(t) = -\eta |\dot{z}(t)| \dot{z} - m g. \quad (3.4.15)$$

La aceleración es $\ddot{z} = \dot{v}$ y la velocidad es $\dot{z} = v$.

• **El descenso**, $v(t) < 0$. En este caso $|\dot{z}| = -v$ por lo que la ecuación es

$$m \dot{v} = \eta v^2 - m g. \quad (3.4.16)$$

Existe una solución en que la velocidad constante $v = -\sqrt{m g / \eta}$ todo el tiempo, ya que con ella el lado derecho de la ecuación anterior es nulo. A esta velocidad (negativa) tan particular la llamaremos $-v_C$, con

$$v_C = \sqrt{\frac{m g}{\eta}} \quad (3.4.17)$$

que es una cantidad positiva.

Para hacer más transparente el método de solución se hará el cambio de función $v(t) = -V(t)$ y como se trata del caso $v < 0$ entonces $V > 0$. La ecuación dinámica con esta nueva variable es

$$m \dot{V} = -\eta V^2 + m g \quad \text{o bien} \quad \dot{V} = -\frac{\eta}{m} (V^2 - v_C^2) \quad (3.4.18)$$

y se puede escribir como una relación diferencial,

$$\frac{dV}{V^2 - v_C^2} = -\frac{\eta}{m} dt. \quad (3.4.19)$$

El lado izquierdo se integra desde V_1 que es el valor inicial ($t = 0$) de $V(t)$

$$\int_{V_1}^{V(t)} \frac{dV}{V^2 - v_C^2} = -\frac{\eta}{m} \int_0^t dt' = -\frac{\eta}{m} t. \quad (3.4.20)$$

La integral del lado izquierdo solo tiene sentido si el denominador en el integrando no se anula en el rango de la integración. Se verá que este denominador nunca se anula.

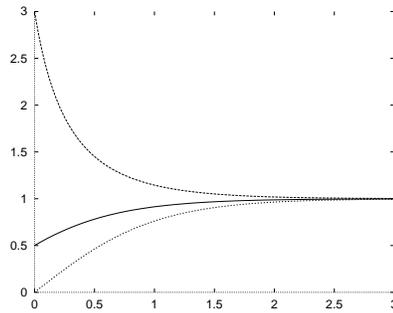


Figura 3.7: Se puede apreciar el comportamiento de $V(t)$ dado en (3.4.21) para diversas velocidades iniciales y un v_C común.

La primitiva de la integral a la izquierda es

$$\frac{1}{2v_C} \ln \left(\frac{v_C - V(t)}{v_C + V(t)} \right)$$

y del lado derecho es $-\eta t/m$. Al integrar se obtiene entonces

$$\frac{1}{2v_C} \ln \left(\frac{v_C - V(t)}{v_C + V(t)} \cdot \frac{v_C + V_1}{v_C - V_1} \right) = -\frac{\eta t}{m}.$$

Si para algún instante finito ocurriera que $V(t) = v_C$ el argumento del logaritmo se anularía lo que implicaría un lado izquierdo igual a $-\infty$ que contradice que se trate de un instante finito. Por tanto $V(t) \neq v_C$ para todo t finito.

El lado izquierdo se anula cuando $V(t) = V_1$ que es lo que se debe esperar ya que V_1 es la velocidad cuando $t = 0$. La solución explícita es

$$V(t) = \frac{V_1 \cosh \left(\frac{gt}{v_C} \right) + v_C \sinh \left(\frac{gt}{v_C} \right)}{v_C \cosh \left(\frac{gt}{v_C} \right) + V_1 \sinh \left(\frac{gt}{v_C} \right)} v_C. \quad (3.4.21)$$

Gráficamente esta solución se puede apreciar en la figura 3.7. Cuando $t \rightarrow \infty$ la fracción tiende a 1 y se obtiene v_C como debe ser, mientras que si se toma $t = 0$ los senos hiperbólicos se anulan mientras los cosenos hiperbólicos se hacen 1 y se obtiene $V(0) = V_1$. Esta función es monótona entre $t = 0$ y $t = \infty$.

En el caso especial $V_1 = 0$ el resultado es

$$V(t; V_1 = 0) = v_C \tanh \left(\frac{gt}{v_C} \right). \quad (3.4.22)$$

Otro caso especial de (3.4.21) es aquel en que no hay gravedad. Lo más sencillo es resolver la ecuación desde el comienzo con velocidad inicial V_1 y $g = 0$. Pero si se toma el límite de (3.4.21) cuando $v_C \rightarrow 0$ se obtiene

$$V(t; g = 0) = \frac{V_1}{1 + \frac{\eta V_1}{m} t} \quad (3.4.23)$$

que es el resultado ya visto (3.4.14).

Ahora se deducirá la velocidad v_f que tiene un cuerpo, que comienza a caer desde el reposo y altura $z = h$, al llegar al punto $z = 0$. Cuando no hay roce un cuerpo lanzado verticalmente hacia arriba, regresa al punto de partida con una velocidad igual a la de partida excepto por el signo. Con viscosidad se verá que eso no es cierto.

La forma más cómoda de llegar a este resultado se consigue desde (3.4.19) retomando que $V = -v$ y por tanto $dV = -dv$

$$\frac{dv}{v^2 - v_C^2} = \frac{g dt}{v_C^2}. \quad (3.4.24)$$

Al multiplicar esta relación por v , en el numerador de la izquierda aparece $v dv = \frac{1}{2} dv^2$ y al derecho $\dot{v} dt = dz$

$$\frac{1}{2} \int_0^{v_f^2} \frac{dv^2}{v^2 - v_C^2} = \int_h^0 \frac{g dz}{v_C^2}. \quad (3.4.25)$$

Lo que se acaba de escribir es que la velocidad varía desde cero a v_f mientras la posición va desde $z = h$ hasta $z = 0$. Al integrar se obtiene

$$h = -\frac{v_C^2}{2g} \ln \left(1 - \frac{v_f^2}{v_C^2} \right) \quad (3.4.26)$$

o bien,

$$v_f = \sqrt{1 - \exp \left[-\frac{2gh}{v_C^2} \right]} v_C. \quad (3.4.27)$$

• **El ascenso**, $v > 0$. La ecuación es

$$m \dot{v}(t) = -\eta v^2 - m g \quad \text{o bien} \quad \dot{v}(t) = -\frac{\eta}{m} (v^2 + v_C^2). \quad (3.4.28)$$

♠ *Haga el límite de (3.4.27) cuando el coeficiente de roce viscoso η se anula.*

Puesto que $v > 0$ la ecuación (3.4.28) representa una partícula P moviéndose en dirección opuesta a la fuerza constante $-m g$, lo que permite adivinar que P acabará por

detenerse. Seguidamente comenzará a moverse en la dirección opuesta pero ese es el otro caso ya estudiado $v < 0$.

De (3.4.28) se obtiene que

$$\int_{v_0}^{v(t)} \frac{dv}{v^2 + v_C^2} = -\frac{\eta}{m} \int_0^t dt' \quad (3.4.29)$$

que conduce a

$$\frac{1}{v_C} \left[\arctan \left(\frac{v(t)}{v_C} \right) - \arctan \left(\frac{v_0}{v_C} \right) \right] = -\frac{\eta}{m} t \quad (3.4.30)$$

que puede ser reescrito como

$$v(t) = v_C \tan \left(\arctan \left(\frac{v_0}{v_C} \right) - \frac{g t}{v_C} \right). \quad (3.4.31)$$

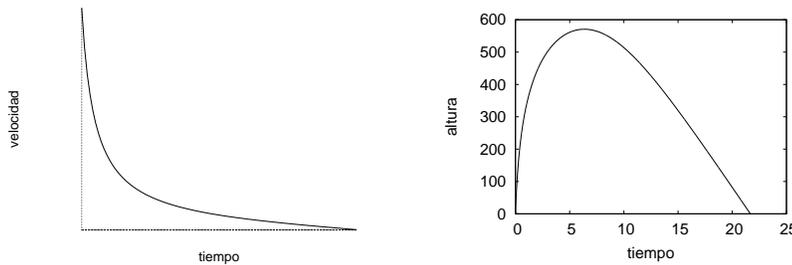


Figura 3.8: Izquierda: forma como decrece $v(t)$ en un movimiento ascendente por efecto del peso y de una viscosidad cuadrática según (3.4.31). Derecha: altura $z(t)$ de la partícula en función del tiempo. Tarda menos tiempo en llegar a la altura máxima que en bajar desde esa altura hasta la posición inicial.

Esta expresión, que tiene una apariencia algo complicada, está representada en la figura 3.8, vale v_0 cuando $t = 0$ y luego decrece monótonamente hasta anularse en un tiempo finito t_1 . Si se toma el límite $g \rightarrow 0$ da el límite correcto descrito por (3.4.14). La solución se hace cero cuando el argumento de la función tangente se anula, lo que ocurre en el instante t_1 tal que

$$t_1 = \frac{v_C}{g} \arctan \left(\frac{v_0}{v_C} \right). \quad (3.4.32)$$

La distancia h que recorre desde la posición inicial hasta la posición de máxima altura en el instante t_1 en que el cuerpo se detiene se puede obtener a partir de multiplicar

los integrandos de la ecuación inicial (3.4.28) por $v(t)$

$$\int_{v_0}^0 \frac{v \, dv}{v^2 + v_C^2} = -\frac{\eta}{m} \int_0^h dz \quad (3.4.33)$$

que lleva a

$$h = \frac{m}{2\eta} \ln \left(\frac{v_0^2}{v_C^2} + 1 \right). \quad (3.4.34)$$

Si esta expresión se iguala con la que se obtuvo en (3.4.26) se despeja

$$v_f^2 = \frac{v_0^2}{1 + \frac{v_0^2}{v_C^2}} = \frac{v_0^2}{1 + \frac{\eta}{mg} v_0^2} \quad (3.4.35)$$

que claramente muestra que $v_f^2 < v_0^2$. La igualdad se da tan solo si $\eta = 0$.

♠ *Deduzca que el viaje de regreso tarda un tiempo Δ ,*

$$\Delta = \frac{v_C}{g} \arctan \left(\frac{v_0}{\sqrt{v_0^2 + v_C^2}} \right) \quad (3.4.36)$$

3.5. Integración numérica de ecuaciones de movimiento

En esta sección se presenta en forma breve el método de Verlet para integrar algunas ecuaciones de movimiento. Este algoritmo es extraordinariamente confiable si se lo usa correctamente.

Se ilustra el método para un caso bidimensional en que la ecuación de movimiento se lleva a la forma

$$\ddot{\vec{r}} = \vec{A}(\vec{r}, t) \quad \text{o equivalentemente} \quad \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x(x, y, t) \\ A_y(x, y, t) \end{pmatrix}$$

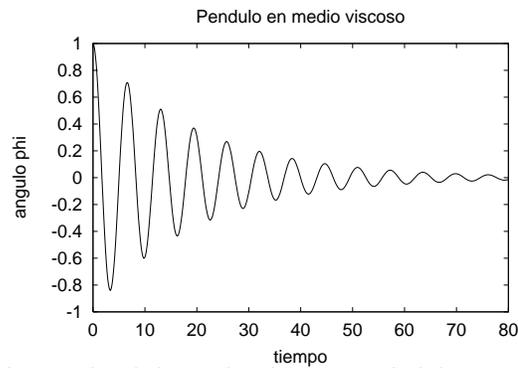
Si se desea integrar entre $t = 0$ y $t = t_1$, se troza este intervalo en N partes iguales $\epsilon = \frac{t_1}{N}$, a $x(n\epsilon)$ se le designa x_n y lo mismo con y . Una buena aproximación a la segunda derivada \ddot{x} es

$$\ddot{x}(n\epsilon) \approx \frac{x_{n+1} - 2x_n + x_{n-1}}{\epsilon^2}$$

```

#include<stdio.h>
#include<math.h>
#include<stdlib.h>
#define h 0.008
#define h2 h*h
#define largo 10001
#define eta 0.1
FILE *archivo;
double phi[2];
double t,vx,phi0,phiDD,denom;
void Inic()
{ phi[0] = phi0;
  vx = 0.0; /*del reposo*/
  phi[1] = phi[0] + h*vx;
}
void Verlet()
{ double x0,x1;
  x0 = phi[0];
  x1 = phi[1];
  phiDD = -sin(x1);
  phi[2] = (4.0*x1-2.0*x0+2*h2*phiDD+h*eta*x0)/denom;}
void Itera()
{ int ii;
  for(ii=0;ii<largo;ii++)
  { t = h*ii;
    if(ii%20==0)
      fprintf(archivo,"%14.11lf %14.11lf\n",t,phi[1]);
    Verlet();
    phi[0] = phi[1];
    phi[1] = phi[2];
  }
}
main()
{denom = 2.0+h*eta;
  archivo = fopen("pend_eta","wt");
  phi0 = 1.0;
  Inic();
  Itera();
  fclose(archivo);
  printf(" F I N ultimo phi0=%f\n",phi0);
}

```



La amplitud de oscilación de un péndulo en un medio viscoso va disminuyendo como muestran los valores que surgen del programa adjunto. El período también va variando con el tiempo.

Figura 3.9: Programa en C para obtener la dependencia de la amplitud angular ϕ en el tiempo.

relación que se utiliza para calcular x_{n+1} cuando ya se sabe los valores de x_n y de x_{n-1} , es decir, en lugar de usar como datos iniciales $x(0)$ y $v(0)$ es mejor usar $x_0 = x(0)$ y $x_1 = x(dt) \approx x_0 + dt v_0$:

$$x_{n+1} = 2x_n - x_{n-1} + \epsilon^2 A_x(x_n, y_n, t_n)$$

Algoritmo de Verlet para caso bidimensional:

Se denota con índices 0 y 1 a los datos anteriores y con 2 al que se calcula a tiempo t .

Se da valores iniciales x_0 , y_0 , vx_0 , vy_0 y epsilon se denota h .

Se define $x_1 = x_0 + vx_0 * h$, $y_1 = y_0 + vy_0 * h$

Se ingresa a un ciclo desde $n=0$ hasta $n=n_{max}$:

$t = h * n$;

$x_2 = 2x_1 - x_0 + h^2 * A_x(x_1, y_1, t)$;

$y_2 = 2y_1 - y_0 + h^2 * A_y(x_1, y_1, t)$;

Guardar en archivo valores de $(t \ x_1 \ y_1)$;

$x_0 = x_1$; $y_0 = y_1$;

$x_1 = x_2$; $y_1 = y_2$;

fin del ciclo cuando n toma el valor $n=n_{max}$

El resultado es un archivo con tres columnas: t , x , y .

El método que aquí se ha explicado se debe usar con N suficientemente grande para tener precisión. Para que los archivos de datos no salgan tan grandes se puede dar la instrucción de guardar datos solo uno de cada K veces con, por ejemplo, $K = 10$. Este método de Verlet no es trivialmente aplicable cuando la fuerza (\vec{A} arriba) depende de la velocidad.

A modo de ejemplo, se da en la figura 3.9 un programa completo en C usando una variante del algoritmo anterior, en el cual la velocidad aparece linealmente en el término de fuerza. Se trata del caso de un péndulo simple en presencia de fuerza viscosa: $\ddot{\phi} = -\sqrt{\frac{R}{g}} \sin \phi - \eta \dot{\phi}$ con coeficiente de roce viscos $\eta = 0,1$.

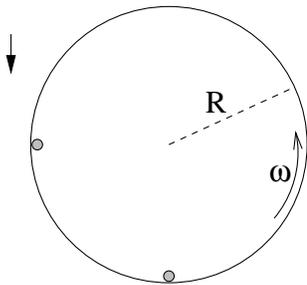
3.6. Problemas

3.1 Cuando comienza a girar un disco horizontal con aceleración angular $\ddot{\phi} = d\omega/dt = \alpha_0$ una hormiga se encuentra durmiendo a distancia R del centro de rotación. Cuando la velocidad angular alcanza el valor ω_0 la hormiga comienza a deslizar. Obtenga el valor de coeficiente de roce estático hormiga-disco.

3.2 Sobre una superficie horizontal hay un cuerpo de masa m unido a un resorte horizontal de constante elástica k y longitud natural D_0 . El coeficiente de roce

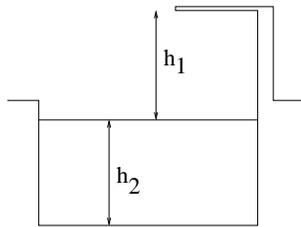
deslizante entre el cuerpo y la superficie es μ . Si desde el reposo el cuerpo es liberado cuando el resorte está estirado un largo $D(0) = D_0 + d$ discuta cuantas veces el cuerpo alcanza a oscilar antes de detenerse. Analice distintas situaciones.

- 3.3 Un anillo desliza, en ausencia de gravedad y con coeficiente de roce μ en un riel circunferencial de radio R . Si en $t = 0$, $\phi(0) = 0$ y $\dot{\phi}(0) = \omega_0$, determine $\phi(t)$.



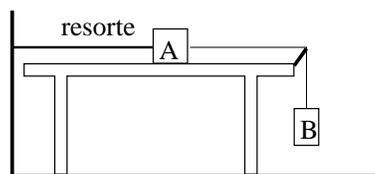
- 3.4 Un cilindro de radio R y eje horizontal rota sobre su eje a velocidad angular constante ω . En el instante $t = 0$ están moviéndose solidariamente con el cilindro dos cuerpos de masa m , el primero está a la misma altura que el eje, en la zona descendente y el segundo está en el punto más bajo. Determine los valores posibles para el coeficiente de roce estático para que estos cuerpos no deslicen en ese instante. Analice qué puede ocurrir en momentos posteriores.

- 3.5 Un cuerpo en reposo se deja caer al agua desde una altura h_1 por sobre la superficie. Desprecie las fuerzas de roce que pudiera haber con el aire. Cuando



el cuerpo penetra el agua aparecen dos fuerzas, la de roce viscoso, $\vec{F}_{rvl} = -c\vec{v}$ y una fuerza llamada empuje, vertical hacia arriba de magnitud $\lambda m g$. Determine el valor máximo que puede tomar h_1 para que el cuerpo no toque el fondo, que está a distancia h_2 de la superficie.

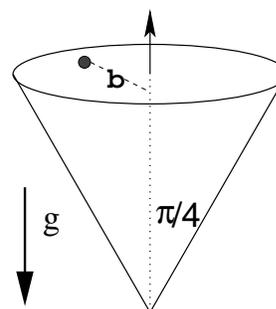
- 3.6 Un cuerpo A de masa m está sobre una mesa, unido a la pared por un resorte de constante elástica k y largo natural D_0 . De A sale un hilo tirante horizontal que pasa por un apoyo ideal (sin roce) y luego de este hilo cuelga un cuerpo B



que también tiene masa m . Se conoce los coeficientes $\mu_e < 1$ y μ_d de A con la mesa y el sistema se suelta desde el reposo en el momento en que el resorte tiene su largo natural. **a)** Determine el largo máximo que alcanza el resorte; **b)** encuentre el

valor máximo que toma la rapidez desde el instante inicial hasta el momento del estiramiento máximo; **c)** ¿cuál es el valor mínimo de μ_d para que los bloques queden en reposo en el momento del estiramiento máximo?

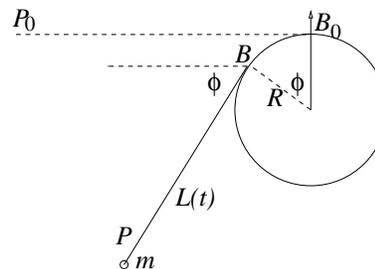
3.7 Se tiene una superficie cónica que gira con velocidad angular constante ω en torno a su propio eje de simetría, que se mantiene vertical. El ángulo entre el eje y una generatriz es $\frac{\pi}{4}$. En la superficie interna está apoyado un cuerpo de masa m , a distancia ρ_0 del eje, el cual, debido al roce con coeficiente μ_e , no desliza a pesar de su peso.



a) Obtenga la velocidad angular $\omega = \omega_c$ necesaria para que la fuerza de roce sea exactamente nula. **b)** Suponga que ahora $\omega > \omega_c$ y obtenga el máximo valor que puede tener ω para que el cuerpo no deslice.

3.8 Hay un hilo enrollado alrededor de un cilindro de radio R . En la punta del hilo hay un cuerpo de masa m que se suelta, cuando $\phi(0) = 0$, con velocidad inicial \vec{v}_0 perpendicular al hilo, lo que determina que el hilo se comienza a enrollar.

La distancia inicial entre el cuerpo y el punto B de tangencia del hilo con el cilindro es L_0 (ver figura). **a)** Determine la ecuación de movimiento. **b)** Obtenga la velocidad angular $\dot{\phi}$ en función de ϕ . **c)** Suponiendo que el hilo se corta si la tensión sobrepasa el valor T_{\max} obtenga el valor de ϕ en el momento del corte.



Indicación Puede convenir tomar el origen en el eje del cilindro y escribir el vector posición del cuerpo en función de vectores unitarios \hat{p} y $\hat{\phi}$ asociados al punto B de tangencia del hilo. Es decir, el vector posición del cuerpo masivo es suma de los vectores posición del punto B y el vector que apunta en la dirección del hilo y que es tangente al cilindro, en la dirección $\hat{\phi}$.

Capítulo 4

Trabajo y energía

4.1. Trabajo y energía cinética

El trabajo dW que efectúa una fuerza aplicada \vec{F} sobre un cuerpo P que se desplaza una distancia $d\vec{r}$ es

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{r} \quad (4.1.1)$$

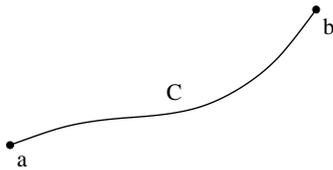


Figura 4.1: El trabajo de una fuerza \vec{F} cuando el cuerpo se desplaza desde un punto a a un punto b a lo largo de un camino C. Sólo en casos especiales la integral (4.1.2) no depende del camino C seguido al hacer la integral de a a b.

Si no hay desplazamiento no hay trabajo.

Si la fuerza varía de punto en punto, esto es, la fuerza depende de \vec{r} , $\vec{F}(\vec{r})$, y el cuerpo P se mueve desde el punto a hasta el punto b, a lo largo del camino C, entonces el trabajo efectuado por la fuerza es

$$W_{a \rightarrow b}(C) = \int_{a(C)}^b \vec{F} \cdot d\vec{r}. \quad (4.1.2)$$

El trabajo se mide en Joule, que es una unidad de energía.

Ejemplo. Considérese un cuerpo que se mueve en el plano XY debido a una fuerza dada por la expresión

$$\vec{F} = -\frac{A x^2 y^5}{5} \hat{i} - \frac{B x^3 y^4}{3} \hat{j}. \quad (4.1.3)$$

Se hará la integral de trabajo asociada a esta fuerza, entre los puntos $(0,0)$ y (\bar{x}, \bar{y}) que se muestran en la figura 4.2 siguiendo dos caminos : C_1 es el camino que primero va en forma recta desde el origen hasta $(\bar{x}, 0)$ y luego en forma recta desde este último punto a (\bar{x}, \bar{y}) y C_2 es el camino recto entre los dos puntos extremos.

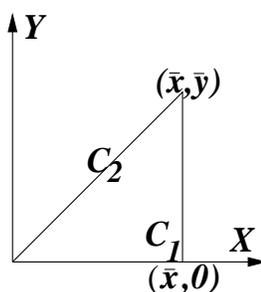


Figura 4.2: En el ejemplo se definen dos caminos, C_1 y C_2 para calcular la integral de trabajo.

La integral de trabajo por C_1 es

$$\begin{aligned} W(C_1) &= \int_0^{\bar{x}} \vec{F} \cdot \hat{i} dx + \int_0^{\bar{y}} \vec{F} \cdot \hat{j} dy \\ &= 0 - \frac{\bar{x}^3}{3} \frac{B \bar{y}^5}{5} \\ &= -\frac{B \bar{x}^3 \bar{y}^5}{15}. \end{aligned}$$

Para poder hacer la integral por C_2 se debe tener claro que (a) la recta C_2 es descrita por la ecuación $\bar{x} y = \bar{y} x$, lo que permite, por ejemplo, integrar con respecto a x usando un integrando donde se reemplaza $y = \bar{y} x / \bar{x}$; (b) se debe usar $d\vec{r} = \hat{i} dx + \hat{j} dy = (\hat{i} + \hat{j} \frac{\bar{y}}{\bar{x}}) dx$; (c) ahora es trivial hacer el producto punto $\vec{F} \cdot d\vec{r}$ e integrar con respecto a x lo que da:

$$W(C_2) = -\left(\frac{A}{40} + \frac{B}{24}\right) \bar{x}^3 \bar{y}^5$$

que no coincide con $W(C_1)$ salvo que $A = B$. Se concluye que en general el trabajo de una fuerza entre dos puntos fijos depende del camino que se recorra. ◀

♣ Obtenga la forma de $d\vec{r}$ en el ejemplo anterior con $\bar{x} = \bar{y}$ para el caso en que se desee hacer la integral a lo largo de un cuarto de circunferencia que parte del origen hacia arriba, terminando en (\bar{x}, \bar{y}) y tiene su centro en $(\bar{x}, 0)$. Calcule la integral de camino en el caso $A = B$.

En la definición (4.1.2) no se ha dicho que \vec{F} sea la única causa del movimiento. Cuando sobre el cuerpo P están actuando varias fuerzas \vec{F}_k , se puede definir un trabajo $W_{p \rightarrow q}^{(k)}(C)$ asociado a cada una de ellas usando el camino C de p a q,

$$W_{p \rightarrow q}^{(k)}(C) = \int_{p(C)}^q \vec{F}_k \cdot d\vec{r}. \quad (4.1.4)$$

Si el desplazamiento es perpendicular a la fuerza considerada, esa fuerza no ejerce trabajo.

El *trabajo total* es el que efectúa la fuerza total. Este trabajo se puede calcular a continuación aprovechando que la fuerza total determina la aceleración de la partícula: $\vec{F}^{\text{total}} = m \vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$,

$$\begin{aligned} W_{p \rightarrow q}^{\text{total}}(C) &= \int_{p(C)}^q \vec{F}^{\text{total}} \cdot d\vec{r} \\ &= m \int_{p(C)}^q \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot d\vec{r} \\ &= m \int_{t_p(C)}^{t_q} \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{v} dt \\ &= m \int_{\vec{v}_p(C)}^{\vec{v}_q} \vec{v} \cdot d\vec{v} \\ &= \frac{m}{2} \int_{v_p^2(C)}^{v_q^2} dv^2 \\ &= \frac{m}{2} v_q^2 - \frac{m}{2} v_p^2 \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

Puesto que la *energía cinética* K de un punto material de masa m y velocidad \vec{v} es

$$K = \frac{1}{2} m v^2 \quad (4.1.6)$$

se obtiene que el trabajo total puede expresarse como la diferencia entre la energía cinética final y la energía cinética inicial.

$$W_{p \rightarrow q}^{\text{total}}(C) = K_q - K_p \quad (4.1.7)$$

El signo de W^{total} indica si el sistema ha ganado ($W > 0$) o perdido ($W < 0$) energía cinética.

Por ejemplo, si una partícula es lanzada verticalmente hacia arriba con rapidez inicial v_0 y en algún momento se detiene, el trabajo efectuado por la fuerza total a lo largo de la trayectoria, sobre esa partícula, desde que fue lanzada hasta que su velocidad se anula, es $-\frac{1}{2} m v_0^2$.

El trabajo de la fuerza total, en el caso de un cuerpo que se mueve con roce sobre una superficie a rapidez constante, es nulo. Pero, para comprender bien los conceptos es preferible separar el trabajo efectuado por la fuerza f que arrastra al cuerpo, W_f , del trabajo W_r asociado a la fuerza de roce. El trabajo W_f es positivo porque el desplazamiento apunta en la misma dirección que la fuerza, mientras que W_r es negativo y se cumple que $W_f + W_r = 0$.

En un movimiento circunferencial con velocidad angular constante la fuerza total no efectúa trabajo, por dos razones: ella es perpendicular al desplazamiento y la rapidez no cambia.

Si un cuerpo desliza con roce sobre una superficie en reposo, la fuerza normal \vec{N} no efectúa trabajo, porque es perpendicular al desplazamiento.

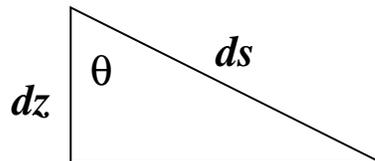


Figura 4.3: El camino recorrido ds y la altura descendida dz se relacionan trivialmente con la pendiente.

♣ Cuando un carro baja por una montaña rusa sin roce, ¿depende de la forma de la montaña el trabajo que efectúa el peso? Al avanzar una distancia $ds = \|\vec{d}\vec{r}\|$ en una zona en la cual el riel forma un ángulo θ con la vertical, el carro desciende una altura $dz = ds \cos \theta$. El trabajo infinitesimal es $dW = m\vec{g} \cdot \vec{d}\vec{r} = mg dz$. Al integrar se obtiene que el trabajo solo depende de la altura descendida z : $W = mgz$, que no depende de la forma del riel.

4.2. Potencia

Se define la *potencia* como la variación del trabajo como función del tiempo

$$P = \frac{dW}{dt} \quad (4.2.1)$$

Si esta potencia es positiva se trata de potencia entregada al sistema y, si es negativa, es potencia que el sistema pierde. Cuando se trata de la potencia asociada a la fuerza total, P es energía cinética por unidad de tiempo que el sistema gana ($P > 0$) o pierde ($P < 0$).

Si una de las fuerzas actuando sobre un cuerpo es \vec{F} y en ese instante su velocidad es \vec{v} entonces

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{r} = \vec{F} \cdot \vec{v} dt \quad (4.2.2)$$

y la potencia asociada a esta fuerza es

$$P = \vec{F} \cdot \vec{v} \quad (4.2.3)$$

Si la dependencia de P en el tiempo es conocida, el trabajo puede calcularse como

$$W = \int_{t_0}^t P(t') dt'$$

Un cuerpo en caída libre tiene velocidad $\vec{v} = -g t \hat{k}$ y la fuerza que está actuando es el peso $\vec{F} = -m g \hat{k}$. La potencia que el peso le está entregando al cuerpo que cae es $P = (-m g \hat{k}) \cdot (-g t \hat{k}) = m g^2 t$.

Pero si el cuerpo ha sido lanzado hacia arriba, entonces $\vec{v} = (v_0 - g t) \hat{k}$ y, mientras $t < v_0/g$, se está perdiendo energía cinética porque el trabajo de la fuerza peso en ese lapso es negativo: $P = -(v_0 - g t) m g t$,

La fuerza efectiva que mantiene constante la velocidad de un automóvil es opuesta al roce viscoso cuadrático, y es $F = \eta v^2$. La potencia entonces es $P = \eta v^3$, lo que muestra lo rápido que aumenta la potencia consumida a medida que aumenta la velocidad del automóvil. Así aumenta el consumo de combustible por cada kilómetro recorrido.

4.3. La energía cinética de un sistema

Recordando que $\vec{r}_\alpha = \vec{R}_G + \vec{\rho}_\alpha$ se puede demostrar que la energía cinética puede ser separada en la energía cinética del sistema en su conjunto y la energía cinética total

con respecto al centro de masa:

$$\begin{aligned} K^{\text{tot}} &= \frac{1}{2} \sum_{a=1}^N m_a v_a^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_{a=1}^N m_a \left(\vec{V}_G + \dot{\vec{\rho}}_a \right)^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_{a=1}^N m_a \left(V_G^2 + \dot{\rho}_a^2 + 2\dot{\vec{\rho}}_a \cdot \vec{V}_G \right) \end{aligned}$$

pero el último término en el paréntesis es nulo debido a que $\sum_a m_a \dot{\vec{\rho}}_a = 0$. De aquí que

$$K^{\text{tot}} = \frac{1}{2} M V_G^2 + \frac{1}{2} \sum_{a=1}^N m_a \dot{\rho}_a^2 \quad (4.3.1)$$

La energía cinética total es separable en la energía cinética asociada a la masa total con la velocidad del centro de masa y la suma de las energías cinéticas con respecto al sistema de referencia G de cada una de las partículas.

4.4. Fuerzas conservativas y energía potencial

4.4.1. Energía mecánica

Se dice que una fuerza es *conservativa* cuando la integral de trabajo (4.1.2) que se le asocia no depende del camino C escogido. Si se integra —por diversos caminos— desde un punto \vec{r}_0 , que se fija arbitrariamente, hasta un punto \vec{r} , se obtiene siempre el mismo valor $W(\vec{r})$.

Resulta natural, entonces, definir una función que corresponda a la integral de trabajo. Reiterando, si la fuerza que se está considerando es tal que el trabajo que se le asocia **no** depende del camino de integración, esto es, da el mismo valor cada vez que se integra desde \vec{r}_0 hasta \vec{r} , adquiere sentido definir una función

$$U(\vec{r}) = - \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \vec{F} \cdot d\vec{r} \quad (4.4.1)$$

a la que se llama *energía potencial* asociada a la fuerza \vec{F} . Estrictamente debiera decirse que U depende tanto de \vec{r} como de \vec{r}_0 , pero ya se verá que \vec{r}_0 siempre es dejado fijo mientras que el otro punto es variable y juega un papel interesante.

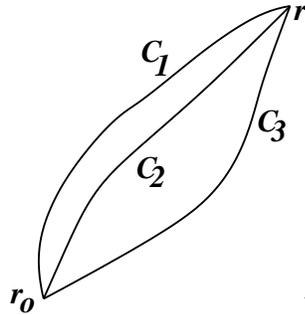


Figura 4.4: Por definición el trabajo de una fuerza conservativa que se calcula con caminos C_1 , C_2 etc. entre puntos \vec{r}_0 y \vec{r} es siempre el mismo.

En el párrafo anterior se ha dicho que existen fuerzas, llamadas *conservativas*, para las cuales la integral de trabajo no depende del camino de integración y para estas fuerza se puede definir una función escalar $U(\vec{r})$ llamada energía potencial.

Un caso especial se tiene cuando la fuerza total \vec{F}^{total} , actuando sobre un cuerpo, es una fuerza conservativa, entonces el trabajo que esta fuerza efectúa cuando el cuerpo se desplaza de p a q es

$$\begin{aligned}
 W_{p \rightarrow q} &= \int_{\vec{r}_p}^{\vec{r}_q} \vec{F}^{\text{total}} \cdot d\vec{r} \\
 &= \int_{\vec{r}_p}^{\vec{r}_0} \vec{F}^{\text{total}} \cdot d\vec{r} + \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_q} \vec{F}^{\text{total}} \cdot d\vec{r} \\
 &= - \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_p} \vec{F}^{\text{total}} \cdot d\vec{r} + \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_q} \vec{F}^{\text{total}} \cdot d\vec{r} \\
 &= U(\vec{r}_p) - U(\vec{r}_q)
 \end{aligned} \tag{4.4.2}$$

pero como ya se sabe que también es

$$W_{p \rightarrow q} = K_q - K_p \tag{4.4.3}$$

se obtiene que

$$K_q + U(\vec{r}_q) = K_p + U(\vec{r}_p) \tag{4.4.4}$$

Puesto que los puntos p y q son arbitrarios se puede afirmar que la *energía mecánica total*

$$E_{MT} \equiv \frac{1}{2} m v^2 + U(\vec{r}) \tag{4.4.5}$$

permanece constante durante la evolución del sistema.

Conclusión: fuerza total conservativa implica que la energía mecánica total, (4.4.5) es una cantidad conservada. Depende de las condiciones iniciales y mantiene un mismo valor durante la evolución del sistema.

Si se tiene un sistema en que las únicas fuerzas no conservativas no efectúan trabajo, entonces la energía mecánica total también se conserva.

Ejemplo. Un péndulo esférico ideal (sin rozas); la tensión del hilo, que es una fuerza no conservativa, no efectúa trabajo.

De la expresión (4.4.5) para E_{MT} se puede calcular dE_{MT}/dt

$$\frac{dE_{MT}}{dt} = m\vec{v} \cdot \dot{\vec{v}} + \nabla U \cdot \dot{\vec{r}} = \vec{v} \cdot (m\dot{\vec{v}} + \nabla U) = 0$$

donde se ha hecho uso de

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dU}{d\vec{r}} \frac{d\vec{r}}{dt}$$

y de la definición de ∇ que se encuentra en el apéndice A.

Arriba $\frac{dU}{d\vec{r}}$ debe interpretarse como ∇U de modo que

$$\nabla U = \sum_s \frac{\partial U}{\partial x_s} \hat{i}_s \quad \text{y} \quad \frac{dU}{dt} = \sum_s \frac{\partial U}{\partial x_s} \frac{dx_s}{dt} = \nabla U \cdot \vec{v}$$

donde $\hat{i}_1 \equiv \hat{i}$, $\hat{i}_2 \equiv \hat{j}$, $\hat{i}_3 \equiv \hat{k}$ son los vectores unitarios asociados a las coordenadas cartesianas.

Más arriba se ha dicho que si \vec{F} es conservativa su integral de trabajo no depende del camino de integración. Equivalentemente *una fuerza es conservativa si y solo si ella puede ser escrita como menos el gradiente de la función $U(\vec{r})$ de energía potencial,*

$$\vec{F} = -\nabla U(\vec{r}) \equiv \begin{pmatrix} -\frac{\partial U}{\partial x} \\ -\frac{\partial U}{\partial y} \\ -\frac{\partial U}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (4.4.6)$$

La expresión anterior, escrita en componentes cartesianas, es

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad F_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, \quad F_z = -\frac{\partial U}{\partial z}. \quad (4.4.7)$$

Si se toma cualesquiera dos de las componentes de \vec{F} y se las deriva una vez más, pero con respecto a otra coordenada, se obtiene, por ejemplo,

$$\frac{\partial F_x}{\partial y} = -\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}, \quad \frac{\partial F_y}{\partial x} = -\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}$$

Teorema que no será demostrado: una fuerza es conservativa si y solo si

$$\frac{\partial F_x}{\partial y} = \frac{\partial F_y}{\partial x}, \quad \frac{\partial F_y}{\partial z} = \frac{\partial F_z}{\partial y}, \quad \frac{\partial F_z}{\partial x} = \frac{\partial F_x}{\partial z} \quad (4.4.8)$$

que puede ser descrito en forma más compacta como la condición de que el rotor de \vec{F} sea nulo,

$$\nabla \times \vec{F} = 0 \quad (4.4.9)$$

Nota: La muy utilizada energía potencial debida al peso y que, desde la formulación más elemental de la mecánica, se escribe $U_{\text{peso}} = mgh$, será a veces recomendable representar en la forma

$$U_{\text{peso}} = -m\vec{r} \cdot \vec{g} \quad (4.4.10)$$

En el caso de un sistema de partículas se obtiene

$$U_{\text{peso}} = -M\vec{R}_G \cdot \vec{g} \quad (4.4.11)$$

Ejemplo. Si se usa (4.4.8) en el caso de la fuerza definida en (4.1.3), se obtiene $\partial F_x / \partial y = A x^2 y^4$ mientras que $\partial F_y / \partial x = B x^2 y^4$, es decir, la fuerza de aquel ejemplo es conservativa si y solo si $A = B$ lo que antes se pudo meramente sospechar después de hacer dos integrales. Si $A = B$ se concluye que la energía potencial en este caso es $U(x, y) = x^3 y^5 / 15$. ◀

4.4.2. Energía mecánica de un sistema de partículas

Para un sistema de N partículas de masas m_α ($\alpha = 1, 2, \dots, N$) en el que sólo hay fuerzas conservativas tanto entre las partículas como también las externas, la energía mecánica total es

$$E_{MT} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 + \sum_{\alpha < \beta} U_{\alpha\beta}(\vec{r}_\alpha - \vec{r}_\beta) + \sum_{\alpha} U_\alpha(\vec{r}_\alpha) \quad (4.4.12)$$

El primer término es la energía cinética total, el segundo es la suma de las energías potenciales asociadas a las fuerzas internas y el último es la suma de las energías potenciales asociadas a las fuerzas externas (conservativas).

Un ejemplo interesante es el sistema Tierra-Luna considerando a la fuerza debida al Sol como externa y despreciando la influencia de todos los demás planetas. La energía cinética es $K = K_{\text{Tierra}} + K_{\text{Luna}}$. La fuerza interna al sistema es la atracción gravitacional Tierra-Luna y su energía potencial es $U_{\text{TL}} = -Gm_{\text{T}}m_{\text{L}}/r^2$. El último término en este caso es la suma de energía potencial de la Tierra debido al Sol y de la Luna debida al Sol. Pero eso no es todo. Existen también las mareas: parte de la energía del sistema Tierra-Luna se gasta en deformar periódicamente los océanos. Tal energía mecánica se pierde porque se convierte en un ligero aumento de la temperatura del agua, la que luego es irradiada al espacio. También la Luna, cuyo interior no es enteramente sólido, se deformaba en un remoto pasado y había pérdida de energía debido a esto. Este último proceso de pérdida de energía se optimizó —minimizando la pérdida de energía— en miles de millones de años haciendo que actualmente la Luna siempre muestre la misma cara a la Tierra.

Comprobación de que en el caso conservativo E_{MT} dada por (4.4.12) en efecto se conserva. Parte del cálculo es saber hacer $\sum_{a<b} dU_{ab}/dt$ y aun antes se debe notar que $\nabla_{\vec{r}_a} U_{ab} = \nabla_{\vec{r}_a - \vec{r}_b} U_{ab} = -\nabla_{\vec{r}_b} U_{ab}$.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \sum_{a<b} U_{ab} &= \sum_{a<b} \nabla_{ab} U_{ab} \cdot (\vec{v}_a - \vec{v}_b) \\ &= \sum_{a<b} \nabla_{\vec{r}_a} U_{ab} \cdot \vec{v}_a + \sum_{b<a} \nabla_{\vec{r}_b} U_{ab} \cdot \vec{v}_b \\ &= \sum_{a,b} \nabla_{\vec{r}_a} U_{ab} \cdot \vec{v}_a \end{aligned}$$

De aquí que

$$\frac{dE_{\text{MT}}}{dt} = \sum_b \vec{v}_b \cdot \left(m_b \dot{\vec{v}}_b + \sum_c \nabla_{\vec{r}_b} U_{bc} + \nabla_{\vec{r}_b} U_b \right)$$

y el paréntesis redondo es cero porque al producto masa por aceleración de cada partícula b se le resta la fuerza total (conservativa) proveniente de las energías potenciales.

4.4.3. Fuerzas centrales y energía potencial

4.4.3.1. Energía potencial de fuerzas centrales

Se verá a continuación que toda fuerza central de la forma

$$\vec{F} = f(r) \vec{r}, \quad \text{con } r = \|\vec{r}\| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (4.4.13)$$

es conservativa. Para verlo primero se observa que

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r}, \quad \frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y}{r}, \quad \frac{\partial r}{\partial z} = \frac{z}{r}$$

y de aquí

$$\frac{\partial F_x}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (f(r) x) = \frac{\partial f}{\partial y} x = \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial y} x = \frac{xy}{r} f' \quad (4.4.14)$$

que es simétrica en x e y y por tanto se satisfacen las condiciones (4.4.8) de las fuerzas conservativas.

Una vez que se sabe que estas fuerzas son conservativas se puede determinar la función energía potencial escogiendo un camino de integración conveniente entre dos puntos cualesquiera definidos por sus posiciones \vec{r}_0 y \vec{r} . Se denominará r_0 a la distancia entre \vec{r}_0 y el centro \mathcal{O} asociado a la fuerza central y r a la distancia de \mathcal{O} a \vec{r} .

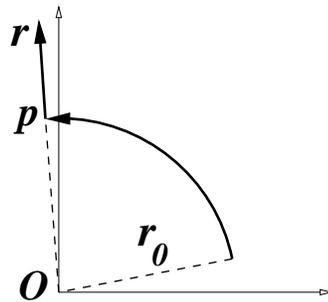


Figura 4.5: Para integrar desde \vec{r}_0 hasta \vec{r} conviene tomar un camino que primero es un arco de circunferencia hasta el punto P que se muestra en la figura y luego seguir por un camino recto y radial hasta \vec{r} .

Ya que se tiene tres puntos especiales: \vec{r}_0 , \vec{r} y \mathcal{O} , ellos definen un plano (el plano de la figura 4.5). El camino se puede construir avanzando desde \vec{r}_0 por un arco de circunferencia con centro en \mathcal{O} hasta un punto p (definido por \vec{r}_p) que está en la recta que une a \mathcal{O} con \vec{r} y desde p se sigue en línea recta hasta \vec{r} . La integral de camino tiene dos partes: (a) la integral $\int \vec{F} \cdot d\vec{r}$ desde \vec{r}_0 hasta \vec{r}_p es nula porque mientras la fuerza es en la dirección \hat{r} , el elemento de camino $d\vec{r}$ es en la dirección tangente a la curva, que es ortogonal a \hat{r} ; (b) la integral desde \vec{r}_p hasta \vec{r} que es una integral a lo largo de una línea radial (pasa por el centro de fuerza) como muestra la figura 4.5. Siendo así, el desplazamiento a lo largo de este camino es radial: $d\vec{r} = \hat{r} dr$ lo que lleva a

$$U(r) = - \int_{r_0}^r f(r) \vec{r} \cdot \hat{r} dr = - \int_{r_0}^r f(r) r dr \quad (4.4.15)$$

Es inmediato ver, de lo anterior, que la función de energía potencial depende tan solo de la coordenada radial r .

El gradiente de una función que solo depende de r , escrito en coordenadas esféricas, se reduce a $\nabla U(r) = \hat{r} dU/dr$ es decir,

$$\vec{F} = -\frac{dU}{dr} \hat{r} \quad (4.4.16)$$

lo que muestra que la fuerza que implica una función de energía potencial $U(r)$ que solo depende de la coordenada radial r es una fuerza central del tipo restringido descrito en (4.4.13). Lo que se ha expresado en la fórmula de arriba se puede decir en forma más básica: si U es tan solo función del escalar r , $U(r)$, entonces

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{\partial U}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x} = -U' \frac{x}{r}$$

Pero como \vec{r} es el vector (x, y, z) se cumple que $\vec{F} = -\frac{1}{r} U' \vec{r} = -U' \hat{r}$. La función $f(r)$ es $-\frac{1}{r} U'$.

4.4.3.2. La energía potencial asociada a la fuerza de gravitación universal

La ley de gravitación universal

$$\vec{F} = -G \frac{M m}{r^3} \vec{r} \quad (4.4.17)$$

ya fue mencionada en §3.1. Para determinar la función energía potencial basta con hacer la integral a lo largo de un radio tal como se explicó en §4.4.3.1, es decir, $d\vec{r} = \hat{r} dr$. En tal caso

$$U = G M m \int_{r_0}^r \frac{\hat{r} \cdot \vec{r}}{r^3} dr = G M m \int_{r_0}^r \frac{dr}{r^2} = G M m \left(-\frac{1}{r} + \frac{1}{r_0} \right) \quad (4.4.18)$$

Lo normal es escoger $r_0 = \infty$ de donde

$$U(r) = -\frac{G M m}{r} \quad (4.4.19)$$

4.4.3.3. La energía potencial del oscilador armónico tridimensional

El potencial

$$U(r) = \frac{k}{2} r^2 \quad (4.4.20)$$

implica una fuerza,

$$\vec{F} = -\nabla U(\vec{r}) = -k\vec{r} \quad (4.4.21)$$

que corresponde a la de un oscilador armónico tridimensional de largo natural nulo.

Casos más generales son

$$U(\vec{r}) = \frac{k}{2} (r - D_0)^2 \quad (4.4.22)$$

o incluso

$$U(\vec{r}) = \frac{k_1}{2} (x - D_1)^2 + \frac{k_2}{2} (y - D_2)^2 + \frac{k_3}{2} (z - D_3)^2 \quad (4.4.23)$$

4.5. Energía mecánica total no conservada

4.5.1. Dos formas de ver el asunto

En general la fuerza total que actúa sobre un sistema de partículas puede ser separada en una suma de fuerzas conservativas más una suma de fuerzas no conservativas,

$$\vec{F}^{\text{total}} = \vec{F}_C + \vec{F}_{NC} \quad (4.5.1)$$

1.- Se sabe que a la fuerza conservativa total \vec{F}_C se le puede asociar una función de energía potencial $U(\vec{r})$ tal que $\vec{F}_C = -\nabla U$.

Este sistema tiene, en general, una fuerza mecánica total, $E_{MT} = K + U$ que no es contante. En el caso de una sola partícula se tiene $E_{MT} = \frac{1}{2}mv^2 + U$ y

$$\frac{dE_{MT}}{dt} = \vec{v} \cdot (m\dot{\vec{v}} - \vec{F}_C) = \vec{v} \cdot (\vec{F}_{\text{tot}} - \vec{F}_C) = \vec{v} \cdot \vec{F}_{NC}$$

que finalmente establece que la tasa de variación de la energía mecánica total está dada por la potencia asociada a la suma de las fuerzas no conservativas

$$\frac{dE_{MT}}{dt} = \vec{F}_{NC} \cdot \vec{v} \quad (4.5.2)$$

que se reconoce como la potencia de las fuerzas no conservativas (4.2.3).

Si se trata de un sistema de muchas partículas puntuales el resultado involucra separadamente a las fuerzas no conservativas $\vec{F}_{\alpha NC}$ sobre cada partícula α del sistema y la variación de la energía E_{MT} es

$$\frac{dE_{MT}}{dt} = \sum_{\alpha=1}^N \vec{F}_{\alpha NC} \cdot \vec{v}_{\alpha} \quad (4.5.3)$$

2.- Otra forma de ver esto mismo es la siguiente. El trabajo total efectuado desde a hasta b puede ser separado,

$$\begin{aligned} W^{\text{total}}(p \rightarrow q) &= \int_{\vec{r}_p}^{\vec{r}_q} \vec{F}_C \cdot d\vec{r} + \int_{\vec{r}_p}^{\vec{r}_q} \vec{F}_{NC} \cdot d\vec{r} \\ &= W_C + W_{NC} \\ &= \frac{1}{2} m (v_q^2 - v_p^2) \end{aligned} \quad (4.5.4)$$

pero

$$W_C = U_p - U_q \quad (4.5.5)$$

por lo cual

$$K_q - K_p = U_p - U_q + W_{NC} \quad (4.5.6)$$

de donde resulta que

$$W_{NC} = (K_q + U_q) - (K_p + U_p) \quad (4.5.7)$$

que se puede expresar como: *el trabajo de las fuerzas no conservativas es igual a la diferencia: energía mecánica total final, $E_q = E_{MT}(\text{final})$, menos la energía mecánica total inicial, $E_p = E_{MT}(\text{inicial})$,*

$$W_{NC} = E_{MT}(\text{final}) - E_{MT}(\text{inicial}) \quad (4.5.8)$$

Si se considera el caso en que el tiempo transcurrido entre el momento inicial y el final es infinitesimal, dt , el trabajo infinitesimal de las fuerzas no conservativas es $dW_{NC} = \frac{dE_{MT}}{dt} dt$ y, por lo tanto, la potencia asociada es

$$P_{NC} = \frac{dW_{NC}}{dt} = \frac{dE_{MT}}{dt} \quad (4.5.9)$$

La potencia asociada a las fuerzas no conservativas es igual a la derivada de la energía mecánica total, $E_{MT}(t)$. Por otro lado, ya se vio en (4.2.3) que la potencia asociada a una fuerza se puede calcular como el producto punto entre esa fuerza y la velocidad del punto material. En el caso actual interesa resaltar que

$$\frac{dE_{MT}}{dt} = P_{NC} = \vec{F}_{NC} \cdot \vec{v} \quad (4.5.10)$$

4.5.2. Caso unidimensional analizado desde dos sistemas de referencia

Se describe un ejemplo de sistema unidimensional como el que se ve en la figura 4.6. Es un sistema de dos partículas Q y P unidas por un resorte. La partícula P oscila

libremente, mientras que Q es mantenida a velocidad uniforme debido a una fuerza externa. En el sistema de referencia en que la partícula Q está fija la energía mecánica es constante

$$E_Q = \frac{mv^2}{2} + \frac{k}{2}(y - D)^2, \quad \text{con} \quad v = \dot{y}$$

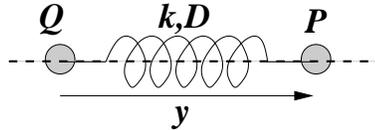


Figura 4.6: La partícula P oscila debido al resorte. La partícula Q es mantenida con velocidad uniforme por efecto de una fuerza externa no conservativa.

En este sistema de referencia la fuerza externa no hace trabajo porque Q no se desplaza. Pero en el sistema de referencia en que Q se mueve con velocidad uniforme v_0 el trabajo de la fuerza externa es $W_{NC} = \int F_{\text{externa}} v_0 dt$. La energía en el sistema de referencia en que Q se mueve con v_0 es

$$\begin{aligned} E_O &= \frac{m}{2}(v + v_0)^2 + \frac{k}{2}(y - D)^2 \\ &= E_Q + \frac{mv_0^2}{2} + mvv_0 \end{aligned}$$

Al calcular dE_O/dt el único término no constante es mvv_0 cuya derivada es $mav_0 = Fv_0$, donde $F = -k(y - D)$ es la fuerza que el resorte ejerce sobre P (que es la misma en ambos sistemas de referencia). Pero si el resorte ejerce sobre P una fuerza F , P ejerce sobre Q (vía el resorte) una fuerza $-F$. Sobre Q actúa esta fuerza $-F$ y además la fuerza F_{externa} y —como se mueve a velocidad uniforme— la fuerza total sobre Q tiene que ser nula, es decir

$$F_{\text{externa}} = F \implies \frac{dE_O}{dt} = F_{\text{externa}} v_0$$

que es lo que dice (4.5.9). Esta fuerza depende del estado de movimiento del cuerpo por lo que no puede ser escrita como función de punto (distancia entre O y P) independiente de las condiciones iniciales del problema. Puede ser vista como una fuerza “normal” actuando en O .

4.5.3. Ejemplo de variación de la E_{MT}

Se tiene una partícula P de masa m en un plano horizontal unida a un resorte de largo natural d y constante elástica k . El sistema es soltado con $x(0) = 2d$ y $\dot{x}(0) = 0$ y se

desea ver, usando conceptos de trabajo y energía, cuándo se detiene por primera vez. La evolución es tal que $x(t)$ decrece—esto es $\dot{x} < 0$ —desde $x = 2d$ hasta cuando se detiene: $x = x_{\text{final}}$.

La energía potencial es $U = \frac{1}{2}k(x-d)^2$ y la fuerza de roce es $f_{\mu} = \mu mg$ (el signo es positivo porque la velocidad es negativa). El trabajo de esta única fuerza no conservativa es

$$W_{\text{NC}} = \int_{2d}^{x_{\text{final}}} \mu mg \, dx = - \int_{x_{\text{final}}}^{2d} \mu mg \, dx = -\mu mg(2d - x_{\text{final}})$$

Este trabajo tiene que ser igual—de acuerdo a (4.5.8)—a la energía cinética final menos la inicial: $U_{\text{final}} - U_{\text{ini}}$ ya que las energías cinéticas inicial y final son nulas en este ejemplo. Se plantea la ecuación

$$-\mu mg(2d - x_{\text{final}}) = \frac{1}{2}k(x_{\text{final}} - d)^2 - \frac{1}{2}k(2d - d)^2$$

que tiene dos soluciones, una es $x = 2d$ que no interesa. La otra es

$$x_{\text{final}} = \frac{2\mu mg}{k}$$

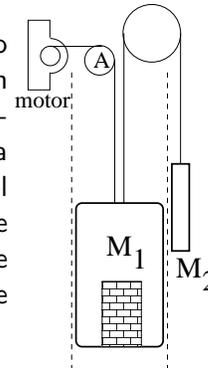
que es el punto donde se detiene por primera vez luego de abandonar la condición inicial.

4.6. Problemas

4.1 *Una argolla de masa m puede deslizarse libremente a lo largo de una vara y esta vara gira, en torno a un punto fijo \mathcal{O} , barriendo un plano horizontal con velocidad angular $\dot{\phi} = \omega$ constante. Inicialmente es liberada a distancia ρ_0 del origen con $\dot{\rho} = 0$. Determine el trabajo que efectúa la normal desde el instante inicial hasta un tiempo t . Se conocen ρ_0 , m y ω .*

4.2 *Si se lanza una partícula de masa m verticalmente hacia arriba con velocidad inicial \vec{v}_0 y hay roce viscoso $\vec{F} = -\eta \|\vec{v}\| \vec{v}$, determine el trabajo total efectuado por \vec{F} hasta que la partícula vuelve a su punto de partida.*

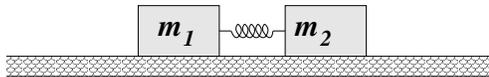
- 4.3 Un ascensor cargado tiene masa total M_1 y está conectado a través de una polea A a un motor y por otra polea a un contrapeso de masa M_2 ($M_2 < M_1$). Las poleas tienen roce despreciable pero el ascensor tiene roce viscoso lineal. Para simplificar el problema suponga que los dos cables nacen del mismo punto del techo del ascensor, que no hay ángulo entre ellos y que la inercia de las poleas es despreciable, de modo que el trabajo que se busca es el que hace la tensión del cable de la izquierda.



- a) Determine el trabajo que debe hacer el motor para que el ascensor suba una altura h a velocidad constante v_0 . b) Lo mismo que antes pero para que el ascensor suba con aceleración constante entre una posición y otra h metros más arriba si $v(t) = \alpha_0 t$, con $\alpha_0 < g$ entre esas dos posiciones.

Datos: las masas, g , v_0 , α_0 , el coeficiente de roce lineal, la altura h .

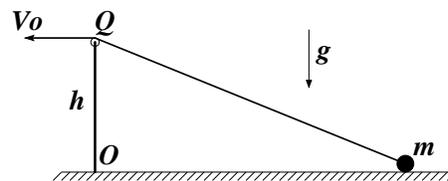
- 4.4 Dos bloques de masas m_1 y m_2 están apoyados en una superficie horizontal con la que ambos tienen coeficientes de roce estático y deslizante μ_e y μ_d .



Los bloques están además unidos por un resorte de constante elástica k y largo natural D .

En el instante inicial el resorte no está deformado, el bloque de masa m_2 está en reposo y el bloque de la izquierda tiene rapidez v_1 . (a) Determine la compresión máxima del resorte para que el bloque 2 no alcance a moverse. (b) Determine el valor máximo de v_1 para que 2 no deslice si $m_2 = 2m_1$ y $\mu_d = \mu_e/2$.

- 4.5 Una partícula de masa m puede deslizarse sobre una superficie horizontal con la que tiene coeficiente de roce deslizante μ . La masa está unida a una cuerda, la cual pasa por una polea en Q y su extremo es recogido con rapidez $V_0 = \text{cte}$. La polea tiene un radio despreciable y se encuentra a una altura h del suelo.

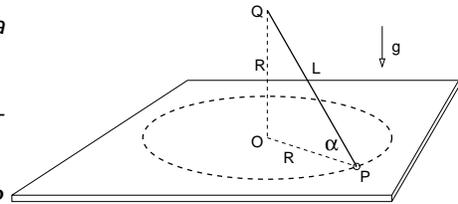


- a) Determine la tensión como función de la posición. b) Determine en qué posición la partícula se despega del suelo. c) Determine el trabajo hecho por la fuerza de roce desde que la partícula estaba a una distancia x_0 del punto O hasta la posición en que se despega de la superficie.

4.6 Una partícula P de masa m , sujeta por un hilo —cuyo otro extremo es un punto fijo Q sobre el eje de la geometría (ver figura)— describe una circunferencia de radio R sobre una mesa horizontal. La velocidad angular inicial de P , $\omega(t = 0)$, es tal que la normal \vec{N} que la mesa ejerce sobre P es nula. Además sobre P actúa una fuerza de roce viscoso lineal $-\mathbf{c}\vec{v}$.

a) Determine la velocidad angular $\omega(t)$ como función del tiempo.

b) Obtenga el ángulo total ϕ_{tot} que barre P desde el momento inicial hasta que se detiene.



Capítulo 5

Equilibrio y oscilaciones

5.1. Energía potencial y equilibrio

5.1.1. Punto de equilibrio

La energía mecánica total de un punto masivo de masa m , E_{MT} , cuya fuerza total es conservativa tiene la forma

$$E_{MT} = \frac{1}{2} m v^2 + U(\vec{r}) \quad (5.1.1)$$

y esta cantidad es fija durante toda la evolución del sistema, es decir, si se la calcula en cualquier momento de su historia se obtiene el mismo valor. En particular, la energía E_{MT} queda determinada por las condiciones iniciales.

- Para simplificar la notación a partir de ahora se usará E en lugar de E_{MT} .

En general el movimiento no puede extenderse arbitrariamente en cualquier dirección. Al despejar la magnitud de la velocidad

$$\|\vec{v}\| = \sqrt{\frac{2}{m} \sqrt{E - U(\vec{r})}} \quad (5.1.2)$$

que obviamente es real y positiva—se observa que en ningún momento la energía potencial U puede ser mayor que E . Si la partícula alcanza un punto en el cual se cumple que $E = U$, este es un punto con velocidad nula pero la fuerza en general no es nula en ese punto:

$$\vec{F} = -\nabla U(\vec{r}) \quad (5.1.3)$$

Esto hace que el movimiento se reinicie hacia puntos donde $E > U$.

El gradiente de una función escalar cualquiera $\mathcal{F}(\vec{r})$ siempre apunta en la dirección en que la función \mathcal{F} crece más rápido, esto es, en la dirección en que su derivada es más grande y positiva. Por ejemplo si $\mathcal{F}(x, y)$ es la función altura sobre el nivel del mar de la descripción de una zona de nuestra geografía en un mapa (plano XY), entonces $\nabla\mathcal{F}$ apunta en la dirección en que la altura crece más rápido.

El gradiente de la función energía potencial apunta en la dirección en que crece la energía potencial con mayor derivada, pero como en (5.1.3) hay un signo menos, la fuerza apunta en la dirección opuesta, en la dirección en que U decrece con mayor derivada.

Se llama punto de equilibrio a una posición \vec{r}_e en la cual la fuerza total es cero: $\nabla U(\vec{r}_e) = 0$. Para que el equilibrio sea *estable* se debe cumplir que al colocar en reposo a la partícula en un punto suficientemente cercano a \vec{r}_e , la partícula adquiera un movimiento oscilatorio en torno a ese punto.

5.1.2. Análisis unidimensional

En un caso unidimensional la energía potencial es una simple función $U(x)$ y la fuerza es $F = -dU/dx$ como se ilustra en la fig. 5.1. La fuerza apunta hacia la izquierda en los puntos en que U es creciente y apunta hacia la derecha en los puntos donde es decreciente.

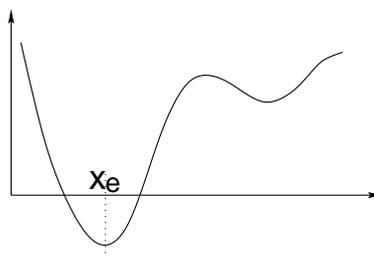


Figura 5.1: La energía potencial en un problema unidimensional puede presentar puntos de interés como mínimos y máximos.

En particular, en la vecindad de un mínimo x_e la fuerza que hay a la izquierda de este punto apunta hacia la derecha (también hacia x_e) y la fuerza que hay a la derecha de x_e apunta hacia la izquierda (o sea hacia x_e). Esto permite entender porqué un mínimo de U es un punto de equilibrio.

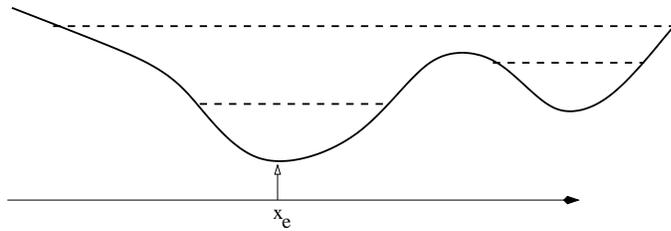


Figura 5.2: Ejemplo de función $U(x)$ con dos mínimos. Las líneas a trazos representan algunos valores posibles de la energía mecánica total. Puesto que (5.1.1) asegura que esta energía es siempre mayor (a lo sumo igual) a U entonces para los valores indicados de E el movimiento no puede extenderse indefinidamente en el eje x .

Si una partícula está sometida a una fuerza total conservativa, se llama *punto de equilibrio estable* a un punto \vec{r}_e para el cual se cumple que:

(i) si la partícula es dejada en reposo en ese punto permanece en reposo en él; (ii) si se la deja en \vec{r}_e con una velocidad suficientemente pequeña, la partícula oscila en torno al punto $\vec{r} = \vec{r}_e$.

Como la fuerza total es conservativa, existe una energía potencial $U(x)$ y la fuerza total es $F = -dU/dx$. En las zonas donde U es creciente F es negativo (es decir, la fuerza apunta hacia la izquierda) y en las zonas donde U es decreciente, F es positivo. Esto muestra que si x_e es un mínimo de U la fuerza en una zona en torno a x_e apunta hacia x_e y es nula justo en x_e . Esto quiere decir que si se da como condición inicial $x(0) = x_e$ y una velocidad suficientemente pequeña, entonces la partícula va a ser frenada por la fuerza hasta que invierta el sentido de su movimiento.

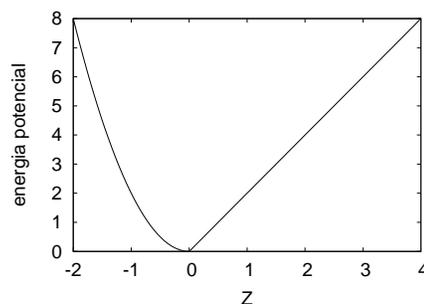


Figura 5.3: La energía potencial asociada a una partícula rebotando en un suelo se modela con $U = mgz$ para $z > z_0$ y con $U = \frac{k}{2}(z + z_0)^2$ para $z \leq z_0$ donde $z_0 = mg/(2k)$.

Debido a (5.1.1), en el punto x_1 en el cual la velocidad se hace cero se cumple que

$E = U(x_1)$. En la figura 5.2 se puede ver gráficamente en qué puntos la partícula soltada desde x_e con la energía total indicada por línea de trazos, llega un punto en que su velocidad se hace cero—los *puntos de retorno*—y se devuelve.

Para los tres valores de E indicados en la figura 5.2 el movimiento ocurre en una zona limitada del eje X . También se puede adivinar que si la energía es suficientemente alta el movimiento puede ser no acotado.

Completamente en general la *velocidad de escape*—que depende de la posición inicial \vec{r}_0 —es la mínima velocidad inicial necesaria para que la partícula pueda tener movimiento no acotado.

Para una función de energía potencial arbitraria $U(x)$, que tiende a un valor constante U_∞ cuando $x \rightarrow \infty$, la velocidad de escape en un punto x cualquiera está dada por

$$v_{\text{esc}}(x) = \sqrt{\frac{2}{m}} \sqrt{U_\infty - U(x)} \quad (5.1.4)$$

♣ *Determine el valor en metros por segundo de la velocidad para escapar de la atracción gravitacional de la Tierra partiendo desde el nivel del mar. En esta pregunta no se espera que tome en cuenta el roce viscoso con el aire, lo que hace que la respuesta no sea realista.*

5.1.2.1. Integración de caso conservativo unidimensional

La ecuación (5.1.2) unidimensional en un rango en que la velocidad es

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m}} \sqrt{E - U(x)}$$

puede ser llevada a la forma integral

$$t = \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{x_0}^{x(t)} \frac{dx}{\sqrt{E - U(x)}} \quad (5.1.5)$$

válida, como se ha dicho, mientras la velocidad no cambie de signo. Esta es una solución formal de cualquier problema unidimensional.

5.1.2.2. Caso sencillo en que la energía no se conserva

En lo anterior se ha explotado el análisis en el que las fuerzas son todas conservativas. Sin embargo si se toma el caso en que se agrega una fuerza constante no conservativa como es el caso del roce deslizante, también se tiene un gráfico de energía suficientemente sencillo para poder hacer un análisis fácil de interpretar.

Considérese el caso de un oscilador sobre un plano horizontal al que se agrega la fuerza de roce deslizante. Este roce apunta hacia la izquierda cuando el movimiento es hacia la derecha ($\dot{x} > 0$) y viceversa, es decir, $F_{\text{roce}} = -\varepsilon \mu mg$ donde ε es el signo de \dot{x} . Mientras el desplazamiento es hacia la derecha, la fuerza es negativa y el trabajo que esta fuerza no conservativa efectúa es proporcional a x . En efecto, de la ecuación de movimiento completa: $m\ddot{x} = -kx - \varepsilon \mu mg$ se puede integrar una vez para obtener

$$\frac{1}{2}m\dot{x}^2 = -\frac{k}{2}x^2 - \varepsilon \mu mg x$$

que se puede escribir como

$$E_{MT}(t) = E_{MT}^{(0)} - \varepsilon \mu mg x(t)$$

Esta última relación describe la forma como la energía mecánica total inicial E_{MT} va disminuyendo desde su valor inicial $E_{MT}^{(0)}$ a medida que el sistema evoluciona.

♣ *Resuelva un caso específico para el cual pueda hacer un gráfico que ilustre la evolución $E_{MT}(t)$.*

5.1.3. Discusión avanzada: Tiempos de frenado en puntos de retorno

Lo que sigue aquí en §5.1.3 no es necesario para la comprensión de los capítulos posteriores, pero puede aportar a la comprensión de ciertos temas avanzados de este capítulo.

Cuando se analiza la dinámica de una partícula usando diagramas de energía en casos unidimensionales o en tres dimensiones con conservación de momentum angular, surge el concepto de *punto de retorno*. Si la partícula tiene una energía constante E , los puntos de retorno son aquellos donde la energía potencial (o la energía potencial efectiva) se iguala a la energía $U(x^*) = E$. Al acercarse a un punto de retorno, la rapidez de la partícula se hace cada vez más pequeña hasta anularse en x^* .

Una pregunta que surge es cuánto tiempo tarda la partícula en frenarse para luego rebotar y si ese tiempo es finito o infinito. La respuesta depende de las propiedades del punto de retorno.

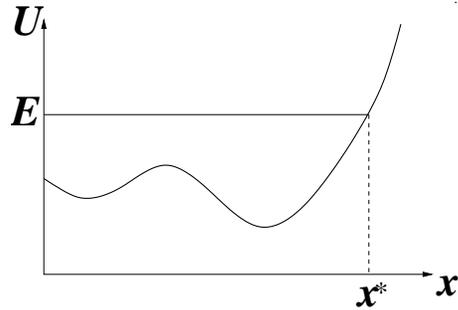


Figura 5.4: Cuando la posición de la partícula alcanza un punto en el cual la energía total coincide con la energía potencial, se tiene un punto x^* de retorno.

5.1.3.1. El punto de retorno no corresponde a un máximo de la energía potencial

Se considera el caso representado en la figura 5.4, donde la partícula se mueve hacia la derecha. Si x_0 es la posición inicial de la partícula, se puede determinar el tiempo que tarda en llegar a x^* utilizando la ecuación de la energía, donde se despeja la velocidad

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m}(E - U(x))}$$

que también se puede escribir como

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m}(E - U(x))}} \frac{dx}{dt} = 1$$

Integrando la última expresión entre $t = 0$ y t^* , el instante de detención, y usando el teorema del cambio de variable, se tiene

$$\int_{x_0}^{x^*} \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m}[E - U(x)]}} = t^*$$

Para calcular esta última integral se necesita conocer la forma explícita de la energía potencial. Sin embargo, es posible decir si es finita o no. Como x^* no corresponde a un máximo de la energía potencial, localmente $U(x)$ se puede aproximar por una línea recta $U(x) \approx E + (x - x^*)U'(x^*)$. Luego, si se considera una distancia δ pequeña, se tiene que

$$t^* = \int_{x_0}^{x^* - \delta} \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m}[E - U(x)]}} + \int_{x^* - \delta}^{x^*} \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m}[-U'(x^*)(x - x^*)]}}$$

Haciendo el cambio de variable $y = x^* - x$ en la segunda integral se obtiene

$$\begin{aligned} t^* &= \int_{x_0}^{x^*-\delta} \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [E - U(x)]}} + \int_0^{\delta} \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{m} U'(x^*)y}} dy \\ &= \int_{x_0}^{x^*-\delta} \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [E - U(x)]}} + \sqrt{\frac{2m\delta}{U'(x^*)}}, \end{aligned}$$

que es un valor finito.

De modo que en el caso analizado el tiempo que tarda la partícula en frenarse es finito.

5.1.3.2. El punto de retorno es un máximo de la energía potencial

Al igual que en el caso anterior, se hace una aproximación para la energía potencial cerca del punto de retorno. Como es un máximo, la aproximación correspondiente (serie de Taylor) da una parábola: $U(x) \approx E + U''(x^*)(x - x^*)^2/2$, con $U''(x^*) < 0$. De esta forma se tiene

$$\begin{aligned} t^* &= \int_{x_0}^{x^*-\delta} \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [E - U(x)]}} + \int_{x^*-\delta}^{x^*} \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [-U''(x^*)(x - x^*)^2/2]}} \\ &= \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m} [E - U(x)]}} + \sqrt{\frac{m}{-U''(x^*)}} \int_0^{\delta} \frac{dy}{y} \end{aligned}$$

La última integral diverge, lo que muestra que en este caso la partícula tarda un tiempo infinitamente grande en detenerse.

♠ *Un ejemplo de esta última situación corresponde a un péndulo (barra rígida ideal sin masa y masa en el extremo) que es soltado desde el reposo con la partícula en la altura máxima. Demuestre que la partícula tarda un tiempo infinito en alcanzar nuevamente la posición vertical superior. Y también que tarda un tiempo infinito en despegarse de la cúspide.*

5.2. Pequeñas oscilaciones en torno a un punto de equilibrio.

5.2.1. Oscilaciones 1D.

Considérese el caso de una energía potencial $U(x)$ que tiene un mínimo en $x = x_e$. No tendrá importancia si U tiene además otros mínimos. Puesto que se trata de un mínimo, está garantizado que $(dU/dx)_{x=x_e} = 0$. Se supondrá que el movimiento tiene una energía total levemente superior a $U(x_e)$, es decir, la energía cinética es siempre muy pequeña y la partícula permanece todo el tiempo muy cerca de $x = x_e$. El punto x_e tiene a ambos lados puntos de retorno muy cercanos. En tal caso, la expansión de $U(x)$ en torno a x_e que solo llega hasta la segunda derivada de la función puede ser una excelente aproximación para U ,

$$U(x) \approx U(x_e) + \frac{(x - x_e)^2}{2} \left(\frac{d^2U}{dx^2} \right)_{x=x_e} \quad (5.2.1)$$

Esta energía potencial aproximada da como fuerza aproximada

$$F(x) = -k(x - x_e) \quad \text{con} \quad k = \left(\frac{d^2U}{dx^2} \right)_{x=x_e} \quad (5.2.2)$$

que es la fuerza de un resorte de largo natural x_e y constante elástica dada por la segunda derivada de U evaluada en el mínimo.

Se ha obtenido que un sistema mecánico cualquiera, cuando está cerca de una posición de equilibrio, puede ser descrito como el movimiento de una masa unida a un resorte ideal. Esta aproximación es válida cuando el desplazamiento respecto a la posición de equilibrio es pequeño. El estudio en detalle del movimiento de una partícula unida a un resorte describe, entonces, el movimiento de cualquier sistema mecánico cerca del equilibrio.

Entonces la ecuación de movimiento de la partícula cerca del punto de equilibrio es

$$m\ddot{x} = -k(x - x_e), \quad \text{donde } x = x(t) \quad (5.2.3)$$

ecuación que fue estudiada en el capítulo 3. El movimiento que resulta es una oscilación armónica en torno a x_e con una frecuencia característica dada por $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$.

Luego, cuando una partícula se mueve sin alejarse mucho de un punto de equilibrio, la fuerza puede ser aproximada por la de un resorte ideal y el movimiento que resulta es armónico simple. La frecuencia angular de oscilación en torno al punto de equilibrio

estable está dada por

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{U''(x_e)}{m}} \quad (5.2.4)$$

que se llama la frecuencia de las pequeñas oscilaciones. Hay que notar que —como x_e es un mínimo de la energía potencial (equilibrio estable)— la segunda derivada de U es positiva, lo que garantiza que la raíz es real.

En algunas situaciones la derivada U'' en el punto de equilibrio es nula, resultando en oscilaciones no armónicas; por ejemplo, en el movimiento en torno al origen en el caso $U = \alpha x^4$. Este caso, sin embargo, no se estudiará en este curso.

Cuando una partícula se mueve muy cerca del punto en que U tiene un mínimo, $U = U_{\min}$, y la energía total es levemente superior a este valor U_{\min} , el movimiento de la partícula es aproximadamente un movimiento armónico simple en torno al punto de equilibrio.

El movimiento oscilatorio que ocurre en estas circunstancias se denomina *pequeñas oscilaciones* en torno a un punto de equilibrio.

5.2.1.1. Cuando la coordenada relevante no es una longitud

Si la energía de un sistema se expresa en términos de una coordenada que no es una longitud, como en el caso que sigue en que la coordenada que interesa es un ángulo,

$$E = \frac{\alpha}{2} \dot{\phi}^2 + U(\phi) \quad (5.2.5)$$

la ecuación dinámica, $dE/dt = 0$, aquí resulta ser $\ddot{\phi} = -U'/\alpha$. Si $\phi = \phi_e$ es un ángulo asociado a equilibrio estable, se cumple que $U'(\phi_e) = 0$ y $U''(\phi_e) > 0$ (condición de mínimo). La ecuación dinámica en una pequeña vecindad del mínimo en ϕ_e aproximadamente es $\ddot{\phi} \approx -\frac{1}{\alpha} U''(\phi_e) (\phi - \phi_e)$, que se reconoce como una ecuación de movimiento armónico simple con frecuencia angular

$$\omega = \sqrt{\frac{U''(\phi_e)}{\alpha}} \quad (5.2.6)$$

En este caso la prima indica $\frac{d}{d\phi}$.

Ejemplo. Una partícula de masa m sólo se puede mover en el eje X y está unida a un resorte (k, D) cuyo otro extremo está fijo en el eje Y a altura $y = b$.

$$F = -k \left(\sqrt{x^2 + D^2} \right) \cos \beta$$

donde β es el ángulo entre el resorte y la horizontal, $\cos \beta = x/\sqrt{x^2 + D^2}$. Se puede ver que

$$U = k \left(\frac{x^2}{2} - D\sqrt{x^2 + D^2} \right)$$

¿Puntos de equilibrio?. Se tiene $F = -U' = 0$ con $x_e = 0$ de modo que este punto es siempre un punto de equilibrio. Pero $U' = 0$, con $x \neq 0$ también plantea $x^2 = D^2 - b^2$ por lo cual si $D > b$ existen dos puntos de equilibrio adicionales, $x = \pm\sqrt{D^2 - b^2}$.

♠ *Compruebe que si $D < b$, x_e es estable y es el único punto de equilibrio mientras que si $D > b$, x_e es inestable y los otros dos puntos son de equilibrio estable.*

5.2.1.2. Ejemplo de energía y pequeñas oscilaciones

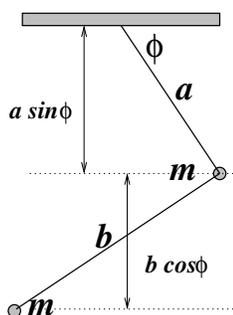


Figura 5.5: Dos partículas de masa m unidas por varas ideales (masa despreciable) de longitudes a y b y que forman un ángulo recto.

Para ilustrar varios de los conceptos recientes se analizará el caso de un péndulo que tiene dos masas en varas que forman un ángulo recto, como muestra la figura 5.5. Hay que ver cuál es el ángulo máximo si el sistema se suelta del reposo con $\phi = 0$ y también se verá cuánto vale la velocidad angular cuando $\phi = \pi/2$. Finalmente se obtiene la frecuencia en el caso de pequeñas oscilaciones en torno al ángulo ϕ_e de equilibrio estático.

La energía del sistema es la suma K de las energías cinéticas más la suma U de las energías potenciales:

$$E = \frac{m}{2} (a\dot{\phi})^2 + \frac{m}{2} (\sqrt{a^2 + b^2}\dot{\phi})^2 - mga \sin \phi - mg(a \sin \phi + b \cos \phi)$$

- Si se suelta desde el reposo (esto es, $\dot{\phi} = 0$) con $\phi = 0$ la energía inicial es

$$E_{\text{ini}} = -mgb$$

y este es el valor que tendrá la energía durante todo el movimiento.

El ángulo máximo lo alcanza en otro punto en el cual $\dot{\phi} = 0$. Se debe exigir que la energía en ese momento sea

$$-mg(2a \sin \phi + b \cos \phi) = -mgb$$

que tiene dos soluciones, una es la condición inicial $\phi = 0$ y la otra es para el máximo valor posible ϕ_M para el ángulo

$$\sin \phi_M = \frac{4ab}{4a^2 + b^2}$$

Para saber la velocidad angular cuando $\phi = \pi/2$ se vuelve a aplicar conservación de energía:

$$\frac{m}{2} (2a^2 + b^2) \dot{\phi}^2 - mg2a = -mgb$$

que implica

$$\dot{\phi} \left(\phi = \frac{\pi}{2} \right) = \sqrt{\frac{2g(2a - b)}{2a^2 + b^2}}$$

Este resultado no tiene sentido salvo cuando $2a \geq b$. Esto se debe a que si tal desigualdad no se cumple el péndulo nunca llega a $\phi = \pi/2$ a partir de la condición inicial escogida.

- Se plantea ver ahora cuánto vale la energía si el sistema está en equilibrio estable. En tal situación $\dot{\phi} = 0$ y el sistema está en un mínimo de energía potencial. La derivada de la energía potencial con respecto a ϕ es

$$U' = -mg(2a \cos \phi - b \sin \phi)$$

que se anula cuando

$$\tan \phi_e = \frac{2a}{b}$$

y se comprueba que para este valor del ángulo la energía potencial, que es la energía total en el caso estático, vale

$$E_{\text{min}} = -mg\sqrt{4a^2 + b^2}$$

Con lo visto en (5.2.6) resulta muy fácil determinar que en el presente ejemplo la frecuencia al cuadrado es

$$\omega^2 = \frac{g\sqrt{4a^2 + b^2}}{2a^2 + b^2}$$

5.2.2. Otra vez el péndulo simple

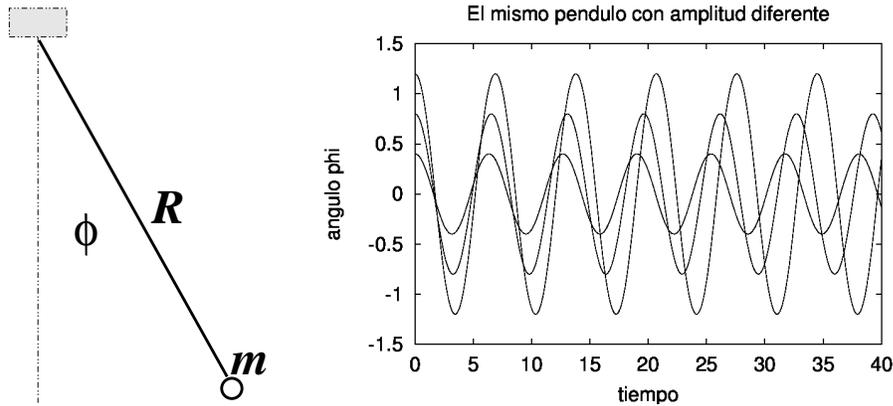


Figura 5.6: A la izquierda un péndulo simple. . A la derecha ϕ como función del tiempo para diferentes amplitudes; se aprecia que los períodos del mismo péndulo son diferentes para el caso de velocidad inicial nula pero lanzado desde ángulos iniciales $\phi(0) = \phi_0$ diferentes.

Ya se obtuvo en (2.3.14) que la ecuación del péndulo simple, como en la figura 5.6, es

$$\ddot{\phi} = -\frac{g}{R} \sin \phi \quad (5.2.7)$$

Si esta ecuación se multiplica por $\dot{\phi}$, ambos lados de la ecuación son derivadas perfectas y se puede integrar desde un tiempo inicial $t = 0$ hasta t arbitrario. Si se escoge $\phi(0) = \phi_0$, $\dot{\phi}(0) = 0$ se obtiene

$$\dot{\phi}^2(t) = \frac{2g}{R} (\cos \phi(t) - \cos \phi_0) \quad (5.2.8)$$

Se ha obtenido la velocidad angular $\dot{\phi}$ como función del ángulo ϕ . El péndulo comienza desde el reposo con amplitud $\phi = \phi_0$ y se mueve disminuyendo ϕ , pasando por el punto más bajo que corresponde a $\phi = 0$ y luego llega a $\phi = -\phi_0$. En ese recorrido se cumple la mitad del período T .

En ese lapso $\frac{T}{2}$ la velocidad angular $\dot{\phi}$ es negativa por lo que se debe escribir

$$\dot{\phi} = -\sqrt{\frac{2g}{R}} \sqrt{\cos \phi - \cos \phi_0} \quad \text{con } 0 \leq t \leq \frac{T}{2}$$

Para obtener la dependencia de ϕ en t es necesario integrar una vez más. Se integra desde $t = 0$ hasta un valor t menor a $\frac{T}{2}$ en el que ϕ toma el valor $\phi(t)$

$$\int_{\phi(t)}^{\phi_0} \frac{d\phi}{\sqrt{\cos \phi - \cos \phi_0}} = \sqrt{\frac{2g}{R}} t$$

La integral al lado izquierdo pertenece a una clases de integrales llamadas *elípticas* y el resultado no puede expresarse en término de funciones elementales.

Si en la expresión anterior se escoge $t = \frac{T}{2}$, la integral angular es desde $-\phi_0$ hasta ϕ_0 y se tiene una relación entre el período T y la amplitud de la oscilación.

En la figura 5.6 se muestra gráficamente el resultado de integrar numéricamente la ecuación del péndulo en tres casos que tienen el mismo valor para $\sqrt{\frac{g}{R}}$, y que parten del reposo. Difieren en el valor de $\phi(0)$.

En general $\sin \phi = \phi - \frac{1}{3!}\phi^3 \pm \dots$, pero si el péndulo tiene oscilaciones de amplitud pequeña, el lado derecho de (5.2.7) puede aproximarse por $\sin \phi \approx \phi$ y la ecuación aproximada de movimiento es

$$\ddot{\phi} = -\frac{g}{R} \phi \quad (5.2.9)$$

que es la ecuación de un oscilador armónico con frecuencia angular $\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{R}}$. La solución de esta ecuación entonces es muy fácil de escribir.

5.2.3. Equilibrio y pequeñas oscilaciones en 2D

5.2.3.1. Generalidades

En dos o tres dimensiones la situación es algo más complicada que en una dimensión pues hay más casos posibles. En la figura 5.7 se representa una energía potencial $U(x, y)$ que tiene dos mínimos, es decir, dos puntos de equilibrio estable, un mínimo más profundo que el otro. Si esta superficie se cortara por un plano horizontal a alguna altura E se tendría la zona en la cual el movimiento puede darse ($E \geq U$). En la base de esta figura se puede ver las curvas de nivel las cuales representan curvas $U = \text{constante}$.

Considérese, por ejemplo, la curva cerrada en torno al mínimo izquierdo que aparece en la base de la figura. Ella corresponde a un cierto valor $U = E_0$. La zona interior a esa curva cumple con $E_0 \geq U(\vec{r})$. Es decir, si la partícula tiene energía total E_0 y su posición inicial fue dada dentro de esta zona, el movimiento será todo el tiempo dentro de esta zona.

Hay otro punto interesante de esta energía potencial: es un punto entre los dos mínimos y él es un máximo en la dirección X y un mínimo en la dirección Y . A tales puntos se les llama *punto silla* y son puntos de equilibrio inestables.

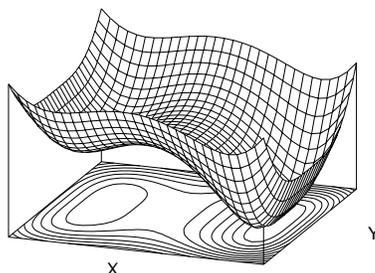


Figura 5.7: Ejemplo de la forma de una energía potencial $U(x,y)$ con dos puntos de equilibrio estable.

No se verá en general la forma del movimiento armónico simple en el caso de una energía potencial $U(x,y)$. A modo de complementación cultural se agrega que es necesario considerar la matriz construida con los valores $M_{ab} = \partial^2 U / \partial x_a \partial x_b$, la que se debe diagonalizar y estudiar sus autovalores. Puede ser conveniente ver también el desarrollo en §5.2.3.3.

Sin embargo, un caso simple ocurre en el movimiento en dos o tres dimensiones de una partícula unida a un resorte ideal. En este caso, la energía potencial tiene un sólo mínimo que es igual en todas las direcciones lo que corresponde a un oscilador armónico tridimensional.

La ecuación para un oscilador armónico tridimensional de largo natural nulo ubicado en el origen es

$$m \ddot{\vec{r}}(t) = -k \vec{r}(t) \quad (5.2.10)$$

Se trata de un problema con fuerza central, por tanto, como el momento angular respecto al centro de fuerza se conserva, el movimiento es plano, como se discutió en la sección 2.5. Todo el movimiento, entonces, ocurre en un plano, el que queda determinado por las condiciones iniciales. Conviene escoger al plano XY coincidiendo con el plano del movimiento. En tal caso la ecuación anterior se separa en dos ecuaciones independientes,

$$\begin{aligned} m \ddot{x}(t) &= -kx(t) \\ m \ddot{y}(t) &= -ky(t) \end{aligned} \quad (5.2.11)$$

Cada una de estas dos ecuaciones tiene solución que son mezcla de funciones senos y cosenos vistas en el capítulo 3 con constantes determinadas por las condiciones

iniciales,

$$\begin{aligned}x(t) &= A_1 \sin(\omega_0 t) + B_1 \cos(\omega_0 t) \\y(t) &= A_2 \sin(\omega_0 t) + B_2 \cos(\omega_0 t)\end{aligned}\quad (5.2.12)$$

donde $\omega_0 = \sqrt{k/m}$. Si se da una posición inicial $\vec{r}_0 = (x_0, y_0)$ y una velocidad inicial $\vec{v}_0 = (v_{x0}, v_{y0})$, se tiene cuatro condiciones para determinar a las cuatro constantes $A_1 \dots B_2$.

♠ *Demuestre que (5.2.12) implica que la trayectoria en el plano XY es siempre una elipse con centro en el origen.*

5.2.3.2. Un sistema oscilante doble y simétrico

Normalmente una ecuación con resorte se escribe en la forma $\ddot{x} = -\omega^2(x - d)$ donde d es el largo natural del resorte. Esta expresión se refiere al caso en que el origen coincide con el extremo fijo del resorte, sin embargo, si el origen se desplaza, la ecuación queda $\ddot{x} = -\omega^2(x - A)$ y A sencillamente es la posición de equilibrio estable de la partícula.

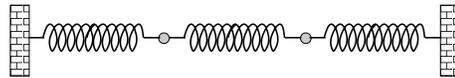


Figura 5.8: *Dos masas unidas por un resorte y unidas a sendos resortes unidos a paredes laterales fijas*

A continuación se verá el caso de dos partículas que están unidas como lo muestra la figura 5.8: hay un resorte entre ellas y además resortes a cada lado unidos a una de las partículas y a la pared.

Se verá el caso simétrico: las dos masas son iguales y los dos resortes laterales son iguales. Se toma el origen en el punto medio entre las dos paredes fijas y se denomina las posiciones de las partículas x_1 y x_2 con respecto a ese origen. La frecuencia angular asociada a los resortes laterales es ω_0 y la del resorte central es ω_1 , por lo cual las ecuaciones son

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1 &= -\omega_0^2(x_1 + L) + \omega_1^2(x_2 - x_1 - d) \\ \ddot{x}_2 &= -\omega_0^2(x_2 - L) - \omega_1^2(x_2 - x_1 - d)\end{aligned}\quad (5.2.13)$$

Si el resorte central desaparece ($\omega_1 = 0$), las ecuaciones son independientes y señalan que el valor de equilibrio de x_1 es $x_1 = -L$ y el de otro es $x_2 = L$ y cada una de ellas oscila con frecuencia angular ω_0 respecto a su posición de equilibrio.

Si los resortes laterales desaparecen ($\omega_0 = 0$), la diferencia de las dos ecuaciones da una ecuación para $x \equiv x_2 - x_1$ de la forma $\ddot{x} = -2\omega_1^2(x - d)$, que indica que la configuración de equilibrio corresponde a que las partículas estén a distancia d y las oscilaciones en torno a esa distancia sea $\sqrt{2}\omega$. El factor $\sqrt{2}$ se origina en que la masa reducida del sistema doble sea $\mu = m/2$ y por tanto $\omega^2 = k_1/\mu = 2k_1/m$, esto es, $\omega = \sqrt{2}\omega_1$.

Para tratar en forma más limpia el problema planteado en (5.2.13) conviene desplazar las variables de modo que el sistema sea homogéneo. Un poco de álgebra muestra que conviene usar

$$x_1 = y_1 - \frac{d \omega_1^2 + L \omega_0^2}{\omega_0^2 + 2\omega_1^2} \quad (5.2.14)$$

$$x_2 = y_2 + \frac{d \omega_1^2 + L \omega_0^2}{\omega_0^2 + 2\omega_1^2}$$

por lo cual el sistema de ecuaciones toma la forma (nótese el signo menos)

$$\frac{d^2}{dt^2} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix} = -\mathbf{A} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix} \quad (5.2.15)$$

con

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \omega_0^2 + \omega_1^2 & -\omega_1^2 \\ -\omega_1^2 & \omega_0^2 + \omega_1^2 \end{pmatrix} \quad (5.2.16)$$

Interesa ver cuáles son los vectores propios de \mathbf{A} .

El primer vector propio es

$$\vec{e}_s = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{con autovalor} \quad \omega_s^2 = \omega_0^2$$

y al segundo autovector

$$\vec{e}_a = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \quad \text{con autovalor} \quad \omega_a^2 = \omega_0^2 + 2\omega_1^2$$

Las letras s y a se refieren a las palabras *simétrica* y *antisimétrica*. En el primer caso las dos partículas se mueven en fase a la izquierda y derecha manteniendo fija la distancia entre ellas, mientras que en el segundo se mueven siempre con velocidades de igual valor pero de signo opuesto: se mueven en contrafase. Estos dos movimientos posibles del sistema se conocen como *modos normales*. El concepto de *modos normales de oscilación* es muy general.

La solución general tiene la forma

$$\vec{y}(t) = (c_1 \sin \omega_s t + c_2 \cos \omega_s t) \vec{e}_s + (c_3 \sin \omega_a t + c_4 \cos \omega_a t) \vec{e}_a \quad (5.2.17)$$

5.2.3.3. Otro caso de doble oscilador

Un sistema de dos osciladores acoplados reducido a su mínima expresión usa partículas de igual masa, resortes de largo natural nulo y sin peso como se ilustra en la figura 5.9. Las ecuaciones son

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1 &= -\omega_1^2 x_1 + \omega_2^2 (x_2 - x_1) \\ \ddot{x}_2 &= -\omega_2^2 (x_2 - x_1)\end{aligned}\quad (5.2.18)$$

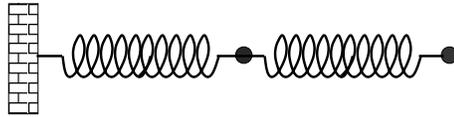


Figura 5.9: Partícula unida por un resorte a un punto fijo y unida por medio de otro resorte a una segunda partícula.

Se puede usar una notación vectorial/matricial

$$\ddot{\vec{x}} = -\mathbf{A} \vec{x}$$

donde $\vec{x} = (x_1, x_2)$ y

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \omega_1^2 + \omega_2^2 & -\omega_2^2 \\ -\omega_2^2 & \omega_2^2 \end{pmatrix}$$

Los autovalores de \mathbf{A} son

$$\alpha_1 = \omega_2^2 + \frac{\omega_1^2}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{4\omega_2^4 + \omega_1^4}, \quad \alpha_2 = \omega_2^2 + \frac{\omega_1^2}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{4\omega_2^4 + \omega_1^4}$$

y los respectivos autovectores son

$$\vec{e}_1 = \begin{pmatrix} -\frac{\omega_1^2}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{4\omega_2^4 + \omega_1^4} \\ \omega_2^2 \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_2 = \begin{pmatrix} +\frac{\omega_1^2}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{4\omega_2^4 + \omega_1^4} \\ \omega_2^2 \end{pmatrix}.$$

Si se toma resortes iguales: $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ la solución toma la forma

$$\alpha_{1,2} = (3 \pm \sqrt{5}) \frac{\omega^2}{2}$$

y los respectivos autovectores son

$$\vec{e}_{1,2} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} (1 \mp \sqrt{5}) \\ 1 \end{pmatrix} \omega^2$$

Este ejemplo se puede extender agregándole largo natural a los resortes y la fuerza peso. En tal caso hay que hacer algo parecido a lo hecho en (5.2.14), trasladar las variables de posición, para volver a ecuaciones como las de (5.2.18).

La solución, como se ha visto, es un tanto engorrosa.

5.2.3.4. Visión general del oscilador doble

Una vez que se hace el traslado de las dos variables dinámicas la ecuación toma la forma

$$\frac{d^2}{dt^2} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix} = -\mathbf{A} \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix}$$

donde la matriz \mathbf{A} es constante, esto es, no depende ni de las coordenadas ni del tiempo. Si se resuelve el problema de los dos valores y los dos vectores propios de la matriz \mathbf{A} de 2×2 ,

$$(\alpha_C, \vec{e}_C), \quad (\alpha_B, \vec{e}_B)$$

se puede escribir la solución general en la forma

$$\vec{y}(t) = \sum_{j=C,B} y_j(t) \vec{e}_j \quad (5.2.19)$$

La dependencia temporal está solamente en las funciones escalares $y_j(t)$; los vectores \vec{e}_C y \vec{e}_B son linealmente independientes.

Reemplazando (5.2.19) en la ecuación inicial haciendo uso de que los \vec{e}_j son autovectores de \mathbf{A} , se obtiene que

$$\sum_{j=C,B} \ddot{y}_j(t) \vec{e}_j = - \sum_{j=C,B} y_j(t) \alpha_j \vec{e}_j$$

y, puesto que los \vec{e}_j son linealmente independientes, se tiene que cumplir que $\ddot{y}_C(t) = -\alpha_C y_C(t)$ y que $\ddot{y}_B(t) = -\alpha_B y_B(t)$ que son ecuaciones que se sabe resolver y cuya solución general es

$$y_j(t) = \gamma_j \sin \sqrt{\alpha_j} t + \beta_j \cos \sqrt{\alpha_j} t \quad \text{con} \quad j = C, B$$

La solución final del problema es

$$\vec{y}(t) = \sum_{j=C,B} (\gamma_j \sin \sqrt{\alpha_j} t + \beta_j \cos \sqrt{\alpha_j} t) \vec{e}_j \quad (5.2.20)$$

que tiene la misma estructura que (5.2.17) con cuatro constantes arbitrarias que fijan las cuatro condiciones iniciales.

Variación: Habiendo visto los casos anteriores se puede abordar ejemplos que resulten ser osciladores dobles tan solo en la aproximación de pequeñas oscilaciones.

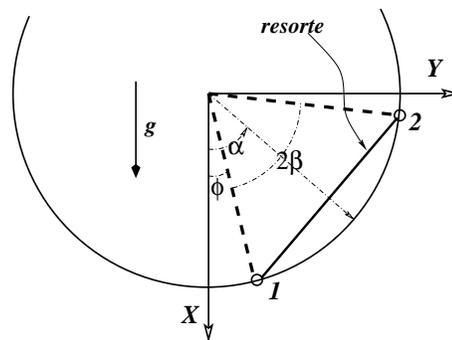


Figura 5.10: Dos partículas de igual masa unidas por un resorte deslizan en un riel circular.

Por ejemplo se puede considerar un sistema de dos partículas de igual masa y unidas por un resorte, figura 5.10, que se mueven en un riel circular de radio R en un plano vertical en ausencia de roce. La bisectriz de los dos vectores posición forma un ángulo α con la vertical, y estos dos vectores forman un ángulo 2β entre sí.

5.3. Oscilador forzado

5.3.1. La ecuación del oscilador forzado

En variadas ocasiones una partícula que se encuentra cerca de un punto de equilibrio estable es forzada externamente. El movimiento que resulta es en general complejo dependiendo del tipo de fuerza externa que actúa y de la amplitud de ésta. Si la amplitud de la fuerza no es muy grande, la partícula se alejará poco del punto de equilibrio estable, pudiéndose aplicar el formalismo de pequeñas oscilaciones. La fuerza externa puede ser de muchos tipos, pero un caso particularmente interesante corresponde al

caso en que ésta depende explícitamente del tiempo. Un ejemplo cotidiano se da con un temblor que hace vibrar a los edificios en torno a su posición de equilibrio.

Considérese una partícula de masa m en una dimensión que se mueve bajo la acción de una fuerza conservativa que viene de una energía potencial U el cual tiene un punto de equilibrio estable en x_e , más una fuerza que depende del tiempo pero no de la posición $F_e(t)$. Cerca del punto de equilibrio estable, la ecuación de movimiento es

$$m\ddot{x} = -k(x - x_e) + F_e(t)$$

donde

$$k = \left(\frac{d^2U}{dx^2} \right)_{x=x_e}$$

Como el movimiento natural (sin forzamiento) de la partícula es armónico, resulta natural estudiar el caso en que la fuerza externa también es armónica (sinusoidal). Se dirá que la fuerza externa se puede escribir como $F_e(t) = kQ \sin(\omega t)$, donde Q mide la amplitud de la fuerza y ω es la frecuencia angular de la misma, que no necesariamente coincide con la frecuencia angular de las pequeñas oscilaciones.

La ecuación de movimiento que resulta es

$$m \ddot{x} = -k [x(t) - Q \sin(\omega t)] \quad (5.3.1)$$

donde por simplicidad se puso $x_e = 0$. Si $x_e \neq 0$, basta con hacer el cambio de variables $y(t) = x(t) - x_e$ para obtener la ecuación anterior.

5.3.2. Resonancia y batido

Este tipo de ecuación lineal inhomogénea tiene la siguiente propiedad. Si dos funciones $\bar{x}(t)$ y $x(t)$ la satisfacen, entonces su diferencia,

$$y(t) \equiv x(t) - \bar{x}(t) \quad (5.3.2)$$

satisface la correspondiente ecuación homogénea

$$m \ddot{y}(t) = -k y(t) \quad (5.3.3)$$

cuya solución, como ya sabemos, es de la forma $y(t) = A \sin(\omega_0 t) + B \cos(\omega_0 t)$ donde $\omega_0 = \sqrt{k/m}$.

A continuación se verá que existe una solución de (5.3.1), que se denominará $\bar{x}(t)$, que tiene la forma

$$\bar{x}(t) = D \sin \omega t \quad (5.3.4)$$

siempre y cuando D tenga un valor muy preciso. Puesto que $\ddot{x} = -\omega^2 D \sin \omega t$, al exigir que se satisfaga (5.3.1) se deduce que

$$D = \frac{\omega_0^2 Q}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (5.3.5)$$

y la solución $x(t)$ general es $x = y + \bar{x}$,

$$x(t) = \frac{\omega_0^2 Q}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega t + A \sin(\omega_0 t) + B \cos(\omega_0 t) \quad (5.3.6)$$

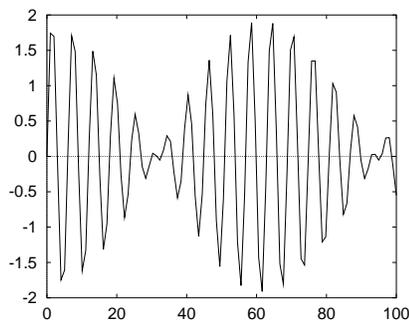


Figura 5.11: Un oscilador de frecuencia natural ω_0 forzado por una fuerza periódica con frecuencia ω cercana a la frecuencia ω_0 muestra un comportamiento temporal en "paquetes" (batimiento) como se aprecia en la figura.

El primer término de la solución tiene frecuencia angular ω asociada a la *forzante* y tiene coeficiente fijo, mientras que el resto tiene la frecuencia ω_0 asociada al sistema masa-resorte (m, k). Se tiene una *resonancia* cuando la frecuencia ω es muy cercana a la frecuencia ω_0 .

La superposición de dos soluciones con distinta frecuencia puede producir el fenómeno de *batido* que se ilustra en la figura 5.11: las funciones se suman y restan sucesivamente, produciendo una función con una envolvente de período mucho más largo que las funciones que lo componen.

Esta solución tiene una propiedad muy especial. El punto oscilante puede llegar a alejarse bastante de su posición de reposo debido al primer término en (5.3.6). Si se comienza a variar lentamente la frecuencia angular ω de la *forzante* acercando ω a ω_0 , el coeficiente $\frac{\omega_0^2 Q}{\omega_0^2 - \omega^2}$ crece indefinidamente, permitiendo que la amplitud de las oscilaciones también crezca sin límite. La amplitud $\frac{\omega_0^2 Q}{\omega_0^2 - \omega^2}$ del término resonante cambia de signo cuando se pasa de $\omega < \omega_0$ a $\omega > \omega_0$.

En un sistema real este proceso tiene un límite porque, si bien para pequeñas oscilaciones (amplitud pequeña) un sistema puede comportarse como aquel que se ha estado describiendo, para amplitudes más grandes la ley de fuerza se hace notoriamente diferente y el sistema deja de comportarse en forma puramente elástica.

En particular, si a la solución (5.3.6) se le impone las condiciones genéricas: $x(0) = x_0$ y $\dot{x}(0) = v_0$, las constantes A y B se determinan y toman la forma

$$x = x_0 \cos \omega_0 t + \frac{\omega_0^2(v_0 - Q\omega) - \omega^2 v_0}{\omega_0(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega_0 t + Q \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega t$$

Si se toma el límite $\omega \rightarrow \omega_0$ se obtiene

$$x = x_0 \cos \omega_0 t + \frac{v_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \frac{Q}{2} (\sin \omega_0 t - \omega_0 t \cos \omega_0 t) \quad (5.3.7)$$

que es idéntica a la solución que se obtiene de resolver la ecuación inicial reemplazando primero ω por ω_0 . La solución (5.3.7) muestra en detalle la forma como la solución es, a la larga, dominada por el término

$$\frac{Q}{2} \omega_0 t \cos \omega_0 t$$

que diverge en el tiempo.

El movimiento descrito por (5.3.6) es una primera forma de ver un fenómeno de enorme importancia práctica llamado *resonancia*. Cuando la frecuencia de una forzante ω coincide (o es muy parecida) a la frecuencia natural ω_0 del sistema, se produce una *resonancia*. Desde el punto de vista meramente matemático (5.3.6) es divergente si $\omega \rightarrow \omega_0$. En la práctica, como se discutirá más adelante, el sistema oscila mucho más fuertemente.

5.3.3. Ejemplos en la práctica

Este fenómeno se puede ver en numerosos ejemplos de la vida cotidiana.

- Cuando el sonido de un motor acelerando llega a una ventana el vidrio suele vibrar fuertemente. Esto se debe a que el panel de vidrio de esa ventana tiene una frecuencia natural de vibración y el ruido que llega a través del aire (ondas de compresión) actúa como forzante. La frecuencia del motor va variando, porque está acelerando, y en algún momento coincide con la frecuencia del panel y se produce una resonancia.

- El movimiento de cabeceo de un barco tiene una frecuencia natural de oscilación. Si el barco se ve enfrentado a un oleaje suave que tiene la misma frecuencia, puede llegar a cabecear tan fuerte que podría hundirse. Hundimiento en día claro y tranquilo.
- Por lo compleja que es la estructura de un edificio, esta tiene varias frecuencias naturales de vibración. Si ocurriera que la frecuencia de un temblor coincide con alguna de las frecuencias naturales del edificio este se puede llegar a romper. Técnicas actuales permiten que esto no ocurra.
- En un camino irregular no muy duro las ruedas de los automóviles rebotan y luego golpean fuertemente al camino. La repetición de este proceso termina haciendo una superficie ondulada bastante regular que se conoce como *calaminada*. Los vehículos que transitan sobre un camino calaminado pueden entrar en resonancia y deben cambiar de velocidad para evitar los efectos de vibración tan fuerte.

5.3.4. Un ejemplo sencillo

Un ejemplo mecánico simple que presenta forzamiento ocurre en un sistema como el que ilustra la Fig. 5.12: un resorte unidimensional de largo natural nulo y en ausencia de gravedad, cuyo extremo A oscila en torno al origen: $x_A(t) = Q \sin(\omega t)$ con frecuencia angular ω , en general, distinta a $\omega_0 = \sqrt{k/m}$.

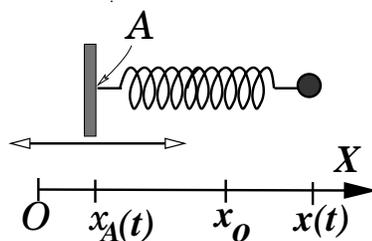


Figura 5.12: El punto A se mueve oscilando en torno al origen: $x_A = Q \sin(\omega t)$.

El resultado efectivo es que aparece un nuevo término de fuerza en la ecuación de movimiento, una fuerza oscilante que se denominará *forzante*.

La ecuación de movimiento es

$$m\ddot{x} = -k(x(t) - x_A(t))$$

Al reemplazar el movimiento del extremo se obtiene

$$m\ddot{x} = -k(x(t) - Q \sin(\omega t)) \quad (5.3.8)$$

que es la ecuación ya vista del oscilador armónico forzado.

5.4. Oscilador amortiguado

Como se vio en las secciones anteriores, la dinámica de una partícula que está cerca de un punto de equilibrio estable puede presentar un movimiento oscilatorio armónico con una frecuencia bien característica. Si, además de las fuerzas conservativas que dan lugar a la energía potencial que presenta el punto de equilibrio estable, hay roce viscoso se puede tener oscilaciones amortiguadas y también puede no oscilar. Como se sabe, el roce viscoso tiende a frenar a las partículas y por lo tanto a disminuirle su energía. Si una partícula comienza su movimiento cerca de un punto de equilibrio estable x_e y además hay roce viscoso parece natural esperar que haya oscilaciones en torno a x_e y al mismo tiempo que disminuya su energía, manteniéndose siempre cerca del punto de equilibrio. La situación real es más complicada pudiendo no haber oscilaciones del todo pero, como se verá, la partícula se mantiene cerca del punto de equilibrio.

En lo que sigue, el efecto del entorno inmediato al punto de equilibrio se describe con si la partícula estuviese unida a un resorte. Se comienza con la ecuación que describe una partícula de masa m en el extremo de un resorte de largo natural x_0 , con efecto de la gravedad se tiene

$$m\ddot{\bar{x}} = -k(\bar{x} - x_0) - c\dot{\bar{x}} + mg$$

Al hacer en la ecuación anterior el cambio de variable

$$\bar{x} = x + b \quad \text{con} \quad b = x_0 + \frac{mg}{k}$$

la ecuación de movimiento se reduce a la forma

$$m\ddot{x}(t) = -kx(t) - c\dot{x}(t)$$

o equivalentemente

$$\ddot{x}(t) + \frac{c}{m}\dot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) = 0 \quad (5.4.1)$$

donde

$$k = \left(\frac{d^2U}{dx^2} \right)_{x=x_e=0} \quad \text{y} \quad \omega_0^2 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

y se ha escogido el origen en la posición de equilibrio ($x_e = 0$). Nuevamente, si no fuese así, un cambio de variable permite obtener la ecuación (5.4.1).

Para resolver este tipo de ecuaciones primero se plantea la ecuación algebraica $z^2 + \frac{c}{m}z + \omega_0^2$, cuyas raíces son

$$-\frac{c}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{c}{2m}\right)^2 - \omega_0^2}$$

que pueden ser complejas. En efecto, la naturaleza de las soluciones de (5.4.1) depende del signo de

$$\Delta = \left(\frac{c}{2m}\right)^2 - \omega_0^2 \quad (5.4.2)$$

Caso $\Delta > 0$: Este caso, denominado *caso sobreamortiguado*, la solución se puede escribir en general en la forma

$$x(t) = \left(A_1 e^{t\sqrt{\left(\frac{c}{2m}\right)^2 - \omega_0^2}} + A_2 e^{-t\sqrt{\left(\frac{c}{2m}\right)^2 - \omega_0^2}} \right) e^{-\frac{c}{2m}t} \quad (5.4.3)$$

El factor exponencial que está fuera del paréntesis domina y la función $x(t)$ decrece exponencialmente cuando el tiempo crece. Las constantes A_1 y A_2 se determinan cuando se conoce las condiciones iniciales. Compruebe que se cumple que

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{x_0}{2} + \frac{cx_0}{4m\sqrt{\Delta}} + \frac{v_0}{2\sqrt{\Delta}} \\ A_2 &= \frac{x_0}{2} - \frac{cx_0}{4m\sqrt{\Delta}} - \frac{v_0}{2\sqrt{\Delta}} \end{aligned} \quad (5.4.4)$$

A pesar de su nombre, este sistema no oscila porque el efecto de la amortiguación es suficientemente fuerte.

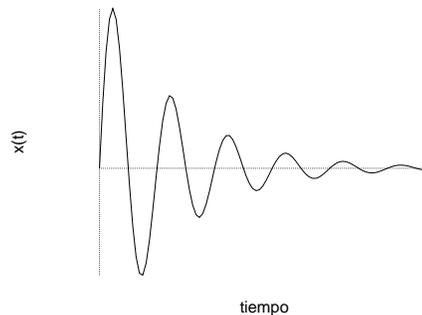


Figura 5.13: Las oscilaciones de un oscilador amortiguado van decreciendo con el tiempo, manteniendo su frecuencia tal como se describe en (5.4.5).

Caso $\Delta < 0$: En este caso los efectos de la amortiguación son menos intensos y el sistema oscila. La solución puede escribirse prácticamente en la misma forma que antes

$$x(t) = \left(A_1 e^{it\sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{c}{2m}\right)^2}} + A_2 e^{-it\sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{c}{2m}\right)^2}} \right) e^{-\frac{c}{2m}t}$$

pero como la solución debe ser real para que tenga sentido, las constantes A_1 y A_2 deben ser complejas de modo que el término dentro del paréntesis sea real. En efecto, al exigir que $x = x^*$ para todo t se deduce que $A_1 = A_2^*$. Para hacer explícita esta propiedad se cambia de notación,

$$A_1 = \frac{D}{2} e^{i\beta} \quad A_2 = \frac{D}{2} e^{-i\beta}$$

de lo que resulta

$$x(t) = D e^{-\frac{c}{2m}t} \cos \left(t \sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{c}{2m}\right)^2} + \beta \right) \quad (5.4.5)$$

solución que está representada en la figura 5.13.

Se aprecia que la frecuencia angular de oscilación en este sistema es

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{c}{2m}\right)^2} \quad (5.4.6)$$

que es una frecuencia menor que ω_0 . Si el coeficiente de viscosidad c aumenta la frecuencia ω_c disminuye aun más, es decir el período de oscilación $T = \frac{2\pi}{\omega_c}$ aumenta si c aumenta.

En este caso las dos constantes que deben ser fijadas una vez que se tiene las condiciones iniciales son D y β . Se logra demostrar que

$$x = \left(x_0 \cosh(\omega_c t) + \frac{1}{\omega_c} \left(\frac{v_0}{\omega_c} + \frac{cx_0}{2m\omega_c} \right) \sinh(\omega_c t) \right) e^{-\frac{ct}{2m}} \quad (5.4.7)$$

que en el límite en que $\omega_c = 0$ deviene

$$x_{\text{lim}} = \left(x_0 + \left(v_0 + \frac{cx_0}{2m} \right) t \right) e^{-\frac{ct}{2m}}$$

5.5. Oscilador forzado y amortiguado

Finalmente, se considera el caso general de una partícula que se mueve cerca de un punto de equilibrio estable, donde además hay roce viscoso y una fuerza externa periódica. La ecuación que describe este movimiento es

$$m\ddot{x}(t) = -kx(t) - c\dot{x}(t) + kQ \sin \omega t$$

que se escribe equivalentemente como

$$\ddot{x}(t) + \frac{c}{m} \dot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) = \omega_0^2 Q \sin \omega t \quad (5.5.1)$$

El último término es el que describe a la *forzante* periódica.

Tal como se comentó en la sección 5.3 estas ecuaciones lineales inhomogéneas tienen una solución general que se obtiene de la solución general de la correspondiente ecuación homogénea (en este caso la del oscilador amortiguado sin forzar) más una solución particular de la ecuación inhomogénea.

Puesto que ya se conoce la solución general del oscilador amortiguado sin forzar solo resta calcular una solución de la ecuación inhomogénea (5.5.1). Ésta será obtenida a partir de suponer que existe una solución $x(t)$ de la forma

$$\begin{aligned} x(t) &= A \sin(\omega t - \delta) \\ &= A (\sin \omega t \cos \delta - \cos \omega t \sin \delta) \end{aligned} \quad (5.5.2)$$

De donde es directo obtener que

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= A \omega (\cos \omega t \cos \delta + \sin \omega t \sin \delta) \\ \ddot{x}(t) &= -A \omega^2 (\sin \omega t \cos \delta - \cos \omega t \sin \delta) \end{aligned} \quad (5.5.3)$$

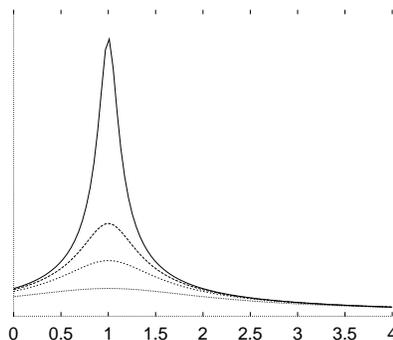


Figura 5.14: La amplitud $A(\omega)$, dada en (5.5.7) de un oscilador de frecuencia natural ω_0 , amortiguado y forzado por una fuerza periódica con frecuencia ω (la forzante) muestra para diversos valores del parámetro de amortiguación q un máximo (resonancia) en $\omega = \omega_r$ (definido en (5.5.8)). La amplitud es presentada como función de ω/ω_0 .

En lo que sigue, en lugar de usar c , se va a usar un parámetro q , que por definición es

$$q \equiv \frac{c \omega}{m} \quad (5.5.4)$$

para describir el amortiguamiento.

Al reemplazar estas expresiones en (5.5.1) se obtiene una ecuación que se factoriza en dos partes, una proporcional a $\cos \omega t$ y otra proporcional a $\sin \omega t$. Puesto que esta ecuación debe ser válida para todo tiempo, cada una de estas dos partes debe ser nula independientemente y se obtiene

$$\begin{aligned} q \cos \delta &= (\omega_0^2 - \omega^2) \sin \delta \\ \omega_0^2 Q &= A [(\omega_0^2 - \omega^2) \cos \delta + q \sin \delta] \end{aligned} \quad (5.5.5)$$

De la primera de estas ecuaciones se despeja inmediatamente que

$$\tan \delta = \frac{q}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

y por lo tanto

$$\sin \delta = \frac{q}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + q^2}}, \quad \cos \delta = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + q^2}}. \quad (5.5.6)$$

Si el coeficiente de roce viscoso c se anula, es decir, $q = 0$, entonces el seno se anula y el coseno vale 1.

De (5.5.5) resulta (comparar con (5.3.5))

$$\begin{aligned} A &= \frac{\omega_0^2 Q}{(\omega_0^2 - \omega^2) \cos \delta + q \sin \delta} \\ &= \frac{\omega_0^2 Q}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + q^2}} \end{aligned} \quad (5.5.7)$$

y ahora se ve que el primer término en el denominador es siempre positivo tal como el segundo término. A menor el amortiguamiento mayor es la amplitud A .

De aquí que la amplitud A nunca es divergente. Su forma, como función de ω , se muestra en la figura 5.14. La función A tiene un máximo cuando

$$\omega^2 = \omega_r^2 = \omega_0^2 - 2 \left(\frac{c}{2m} \right)^2 \quad (5.5.8)$$

Esto contrasta con lo que ocurre con el oscilador forzado sin amortiguación donde la amplitud que resulta matemáticamente es divergente en la resonancia.

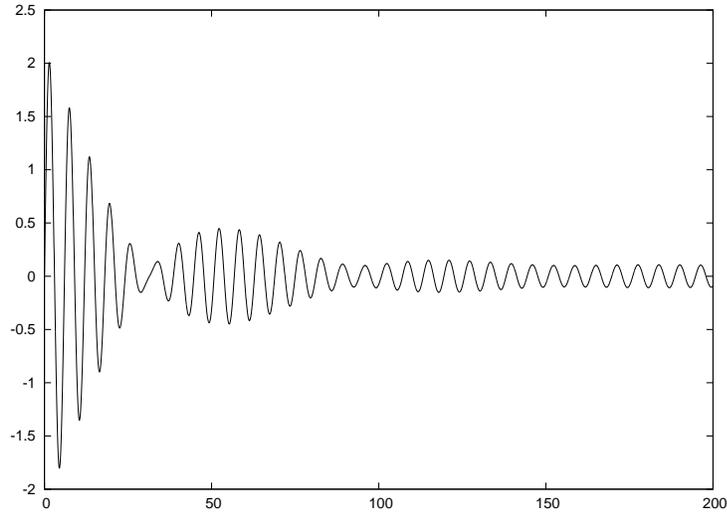


Figura 5.15: La función $x(t)$ de un oscilador de frecuencia natural ω_0 , amortiguado y forzado por una fuerza periódica con frecuencia ω (la forzante) muestra un comportamiento inicial transitorio, pudiendo haber batido en la etapa inicial.

El valor de A en el punto $\omega = \omega_r$ es

$$A = \frac{\omega_0 Q m}{c} \frac{\omega_0}{\sqrt{\omega_0^2 - \frac{c^2}{4m^2}}} \quad (5.5.9)$$

que diverge en el caso de un oscilador forzado y no amortiguado, es decir, cuando $c \rightarrow 0$.

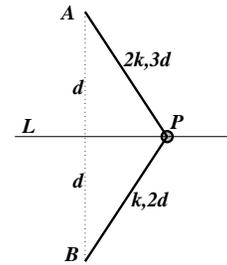
La solución general de la ecuación del oscilador forzado y amortiguado se expresa como la solución general de la ecuación homogénea más la solución particular recién obtenida. Suponiendo que no hay sobreamortiguación esta solución es

$$x(t) = D \cos \left(t \sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{c}{2m} \right)^2} + \beta \right) \exp \left[-\frac{c}{2m} t \right] + \frac{\omega_0^2 Q}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega c}{m} \right)^2}} \sin(\omega t - \delta) \quad (5.5.10)$$

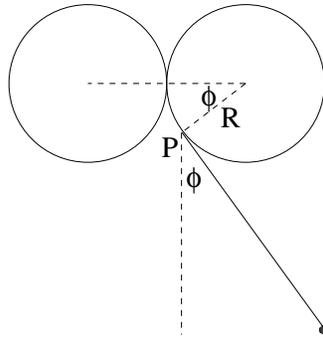
La primera parte de esta expresión, que proviene de la ecuación lineal homogénea (oscilador no forzado), decrece con el tiempo en forma exponencial. De aquí es claro que a tiempos largos la solución que domina sin competencia es la parte proporcional a $\sin(\omega t - \delta)$. A largo plazo la forzante impone totalmente la frecuencia de oscilación.

5.6. Problemas

- 5.1 Una partícula P de masa m que puede moverse solo a lo largo de la recta L está sometida a la fuerza de dos resortes, uno fijo al punto A y el otro al punto B . Los puntos A y B están a ambos lados de la recta L sobre una misma recta perpendicular a L y a distancia d como indica la figura. Estos dos resortes de constantes elásticas $k_A = 2k$ y $k_B = k$ tienen largos naturales $3d$ y $2d$ respectivamente.



- 5.2 Se tiene un péndulo plano que consta de un hilo de largo D que tiene una partícula puntual de masa m en su extremo inferior. Pero no es un péndulo común porque su origen superior está en el punto de contacto entre dos circunferencias de radio R , como lo muestra la figura.



Cuando el péndulo oscila se enrolla un poco en forma alternada en las dos circunferencias, de modo que su largo instantáneo no es D sino $(D - R\phi)$ y su centro instantáneo de giro es el punto P de tangencia (ver figura).

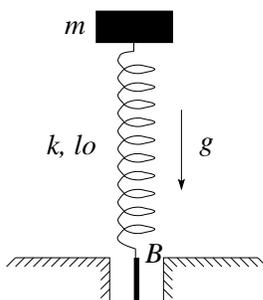
- a) Obtenga las ecuaciones escalares de movimiento, una de ellas sirve para determinar la tensión del hilo y la otra da la dinámica.
 b) Escriba la energía cinética, $K(\phi, \dot{\phi})$ y la energía gravitacional $U(\phi)$. c) Demuestre que la exigencia de conservación de la energía mecánica, $dE/dt = 0$, conduce a la ecuación interesante de movimiento. d) Escriba la ecuación asociada a pequeñas oscilaciones.

- 5.3 Considere una partícula de masa m que está apoyada sobre un resorte de constante k y largo natural l_0 , bajo la acción de la gravedad.

El punto B de donde se sostiene el resorte se encuentra en $t = 0$ al nivel de la mesa.

a) Encuentre la altura de equilibrio de la masa. b) En $t = 0$, cuando la masa está quieta y en la posición de equilibrio, el punto B comienza a oscilar verticalmente. El movimiento de B puede ser descrito como $\vec{r}_B(t) = A_0 \sin(\omega t) \hat{j}$. Encuentre la ecuación que describe el movimiento de la masa.

c) Resuelva la ecuación de movimiento para las condiciones iniciales dadas.



d) Manteniendo la amplitud A_0 fija, considere que la frecuencia ω es menor que la frecuencia de resonancia. ¿Cuál es la frecuencia máxima para que la masa nunca choque con la mesa?

5.4 Considere el movimiento de una partícula de masa m que se mueve bajo la acción de la fuerza

$$\vec{F} = b \left(x(y^2 + z^2) \hat{i} + y(x^2 + z^2) \hat{j} + z(x^2 + y^2) \hat{k} \right)$$

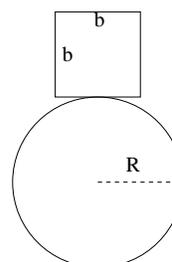
a) Demostrar que esta fuerza es conservativa. b) Encontrar la energía potencial $U(x, y, z)$ asociada a esta fuerza, tal que sea nula en el origen. c) Si la partícula es soltada desde el origen con rapidez v_0 , determine la rapidez en un punto cualquiera (x_1, y_1, z_1) .

5.5 Un cubo de arista de largo b está apoyada en la parte más alta de un cilindro horizontal fijo de radio R (ver figura). El contacto es perfectamente rugoso (no hay deslizamiento).

(a) Determine la relación entre R y b para que el cubo esté en equilibrio estable a pequeñas oscilaciones. Considere que toda la masa del cubo está concentrada en su centro geométrico.

(b) Calcule el valor de la función de energía potencial $U = -a/x + b^2/x^2$ en el punto de equilibrio x_e ;

(c) Calcule los puntos de retorno cuando la energía total es $E = (1 - \epsilon^2) U(x_e)$; haga una expansión de estos valores de las posiciones de retorno al más bajo orden no trivial en ϵ . Determine el período T de estas oscilaciones en la aproximación ya usada.



Capítulo 6

Fuerzas centrales y planetas

6.1. Barrera centrífuga y la energía potencial efectiva U^*

6.1.1. Noción de barrera centrífuga

Barrera centrífuga es una noción que puede ser comprendida a partir de la conservación del momento angular. Aparece naturalmente cuando la fuerza total es central con centro en \mathcal{O} . En forma poco precisa se puede decir que el momento angular $l_{\mathcal{O}}$ es proporcional a la distancia R de la partícula al centro \mathcal{O} y también es proporcional a la velocidad angular, $l_{\mathcal{O}} \sim R\dot{\phi}$. Puesto que $l_{\mathcal{O}}$ es constante, si R está decreciendo, $\dot{\phi}$ tiene que ir creciendo en la misma proporción. La aceleración centrípeta, por otro lado, es $a_n \sim v^2/R \sim R\dot{\phi}^2$, es decir, a_n crece también. En otras palabras, para disminuir R se necesita cada vez una mayor fuerza hacia el centro (centrípeta), lo que se siente como si se estuviera contrarrestando una barrera que expulsa del centro: centrífuga.

Cuando la fuerza total es central, proveniente de una energía potencial $U(r)$,

$$\vec{F} = -\nabla U = -\frac{dU}{dr} \hat{r} \quad (6.1.1)$$

el momento angular se conserva y el movimiento es plano. En tal caso se puede describir

todo el movimiento con las coordenadas polares (r, ϕ)

$$\begin{aligned}\vec{r} &= r \hat{r} \\ \vec{v} &= \dot{r} \hat{r} + r \dot{\phi} \hat{\phi}\end{aligned}\quad (6.1.2)$$

$$\begin{aligned}\vec{a} &= (\ddot{r} - r\dot{\phi}^2) \hat{r} + (2\dot{r}\dot{\phi} + r\ddot{\phi}) \hat{\phi} \\ &= \vec{a}_r + \vec{a}_\phi\end{aligned}\quad (6.1.3)$$

El momento angular con respecto al centro de fuerzas, que se sabe que se conserva en el caso de fuerza central, es

$$\vec{\ell} = m \vec{r} \times \vec{v} = m r^2 \dot{\phi} \hat{k} \quad (6.1.4)$$

Se denominará ℓ al coeficiente que multiplica a \hat{k} ,

$$\ell = m r^2 \dot{\phi} \quad (6.1.5)$$

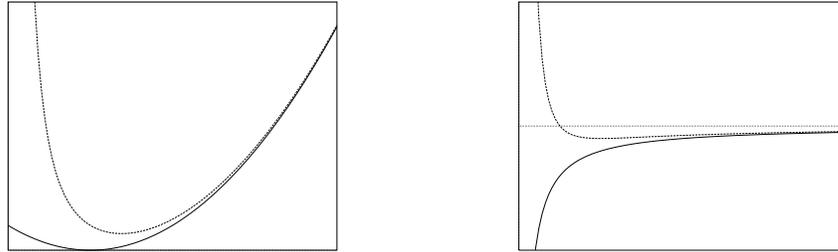


Figura 6.1: A la izquierda el potencial del oscilador armónico $U = k(r - D_0)^2/2$ que se anula en $r = D_0$ y la energía potencial efectiva U^* asociada al problema unidimensional. A la derecha se compara la función U con U^* en el caso del potencial gravitacional. El potencial gravitacional U es infinitamente negativo en el origen y crece asintóticamente a cero. La energía potencial efectiva U^* diverge a $+\infty$ en el origen, para cierto r se anula, pasa a valores negativos, llega a un mínimo y luego crece acercándose cada vez más a U .

Siendo central la fuerza total, la aceleración \vec{a}_ϕ tiene que ser cero, lo que equivale a

$$0 = 2\dot{r}\dot{\phi} + r\ddot{\phi} = \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (m r^2 \dot{\phi})$$

que es cierto porque el momento angular es constante. Usando la definición de ℓ dada más arriba se puede hacer el reemplazo

$$\dot{\phi} = \frac{\ell}{m r^2} \quad (6.1.6)$$

Esta es la velocidad angular expresada como función del radio.

La energía mecánica total del sistema es $E = K + U$ donde $K = \frac{1}{2}m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2)$ que ahora se puede escribir, gracias a (6.1.6), en la forma

$$E_{MT} = \frac{m}{2}\dot{r}^2 + \frac{\ell^2}{2mr^2} + U(r) \quad (6.1.7)$$

El primer término es la contribución a la energía cinética del movimiento radial y el segundo es la contribución a la energía cinética debida a la velocidad angular $\dot{\phi}$.

La componente radial de la ecuación de movimiento en el caso actual puede escribirse en la forma $m a_r = -dU/dr$:

$$m \left(\ddot{r} - \frac{\ell^2}{m^2 r^3} \right) = -\frac{dU}{dr} \quad (6.1.8)$$

que se reescribe en la forma

$$m \ddot{r} = -\frac{d}{dr} \left(U + \frac{\ell^2}{2m r^2} \right) = -\frac{d}{dr} U^*(r) \quad (6.1.9)$$

que puede ser deducida directamente de (6.1.7) calculando $dE_{MT}/dt = 0$. En (6.1.9) se ha usado

$$U^* \equiv U + \frac{\ell^2}{2m r^2} \quad (6.1.10)$$

La ecuación que define el problema para $r(t)$ es (6.1.9) recordando que la dependencia de $\dot{\phi}$ en r está dada en (6.1.6).

Lo notable es que la ecuación de movimiento (6.1.9) es equivalente a la ecuación de movimiento de una partícula en el eje X con energía potencial $U^* = \frac{A}{x^2} + U(x)$, siempre que en ambos casos se tome la misma función U y $A = \ell^2/(2m)$ y se utilice que $x \geq 0$.

Se ha demostrado las siguientes propiedades del movimiento de un cuerpo de masa m bajo el efecto de una fuerza total central de la forma (4.4.13):

- La fuerza es conservativa y es $-\frac{dU(r)}{dr} \hat{r}$, donde $U(r)$ es la función energía potencial.
- Hay momento angular conservado implicando que el movimiento es plano. queda ligada la velocidad angular con el radio r por medio de (6.1.6).
- La ecuación de movimiento, que es en un plano, se reduce a la ecuación tan solo para $r(t)$, es decir, se convierte en el problema unidimensional (6.1.9).

- Esta ecuación es matemáticamente equivalente a la ecuación de un movimiento unidimensional, solo que en lugar de tener a $U(r)$ como energía potencial, juega este papel la función *energía potencial efectiva* U^* ,

$$U^*(r) = U(r) + \underbrace{\frac{\ell^2}{2mr^2}}_{\text{barrera centrífuga}} \quad (6.1.11)$$

Al último término en U^* se le conoce como *barrera centrífuga*.

Para el importante caso gravitacional definido con (4.4.19) la energía potencial efectiva tiene un mínimo. Más precisamente, si $U^* = -\frac{a}{r} + \frac{b}{r^2}$ entonces U^* es mínimo en $r_0 = 2b/a$.

Ejemplo. Una partícula libre es un caso trivial de “fuerza central”: $\vec{F} = 0$ y puede tomarse $U = 0$. Sin embargo U^* no es nulo. Nada malo hay en ilustrar este caso con el movimiento descrito en (1.2.7) y la figura 1.2 en §1.2, $\vec{r} = b\hat{j} + \hat{i}t v_0$.

Este movimiento también puede ser descrito utilizando coordenadas $(r(t), \phi(t))$: $x = v_0 t = r \sin \phi$ y $y = b = r \cos \phi$. De la figura 1.2 debiera resultar obvio que si la partícula inicia su movimiento desde una posición bien a la derecha, la variable $r(t)$ irá disminuyendo con el tiempo, alcanzará un mínimo $r = b$ y luego $r(t)$ comenzará a crecer, de modo que si el movimiento es visto solamente desde el punto de la variable r pareciera que ha habido un bote a distancia b en una *barrera centrífuga* para comenzar a alejarse.

De la definición de las coordenadas usadas se deduce que

$$\dot{r} = v_0 \sin \phi \quad \dot{\phi} = \frac{v_0 \cos \phi}{r}$$

de donde es inmediato calcular que

$$m \ddot{r} = m v_0 \dot{\phi} \cos \phi = \frac{m v_0^2 \cos^2 \phi}{r} = \frac{m v_0^2 b^2}{r^3} = \frac{\ell^2}{m r^3} = -\frac{d}{dr} \frac{\ell^2}{2m r^2}$$

Es decir, el simple movimiento con velocidad uniforme $v_0 \hat{i}$ de una partícula libre puede ser visto como un movimiento bajo los efectos de una *barrera centrífuga*. ◀

6.1.2. Órbitas circunferenciales

La energía cinética expresada con las coordenadas polares (r, ϕ) es

$$\begin{aligned} \frac{m}{2} v^2 &= \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2) \\ &= \frac{m}{2} \dot{r}^2 + \frac{\ell^2}{2m r^2} \end{aligned} \quad (6.1.12)$$

En el segundo paso se reemplazó la velocidad angular $\dot{\phi}$ por la expresión (6.1.6) ya encontrada en términos de ℓ .

Una órbita es circunferencial cuando su velocidad radial es constantemente nula, es decir, cuando tanto $\dot{r} = 0$ como $\ddot{r} = 0$. Esto último implica que debe encontrarse un radio $r = r_c$ tal que $dU^*/dr = 0$

$$\frac{dU^*}{dr} = 0 \quad (6.1.13)$$

Si se resuelve (6.1.13) se deduce un valor particular $r = r_c$ el que depende paramétricamente del valor ℓ . Éste es el radio de la órbita circunferencial.

La energía cinética en el caso de la órbita circunferencial se reduce a

$$K_{\text{órbita circunf}} = \frac{\ell^2}{2m r_c^2} \quad (6.1.14)$$

Puede verse que esta última expresión coincide con la expresión del término que se agrega a U para formar U^* , es decir, la barrera centrífuga.

Conociendo el valor de la energía cinética y de la energía potencial, la energía mecánica total, en el caso de una órbita circunferencial de radio r_c , es $K + U$ y está dada por

$$E = \frac{\ell^2}{2m r_c^2} + U(r_c) \quad (6.1.15)$$

Cuando se conoce el valor del momento angular ℓ , ella está totalmente determinada por el radio r_c .

Ejemplo. Si se toma el caso gravitacional $U = -GMm/r$ la solución de (6.1.13) arroja

$$r_c = \frac{\ell^2}{G M m^2} \quad (6.1.16)$$

Aquí se puede apreciar que las órbitas planetarias circunferenciales tienen un radio que está dado por su momento angular ℓ . Pero tal vez una forma más satisfactoria de decir lo mismo se logra recordando que éste es un movimiento circunferencial con velocidad angular uniforme $\omega = \dot{\phi} = \ell/(m r_c^2)$ de donde

$$r_c = \left(\frac{G M}{\omega^2} \right)^{1/3} \quad (6.1.17)$$

que no depende de la masa m del planeta sino tan solo de su velocidad angular. Con este valor la energía total es

$$E = -\frac{G^2 M^2 m^3}{2 \ell^2} \quad (6.1.18)$$

Los satélites geocéntricos son satélites alrededor de la Tierra, en el plano ecuatorial, que tienen una velocidad angular igual a la velocidad angular de la Tierra. Para un observador en la Tierra el satélite parece estar detenido. Estas son las órbitas que usan los satélites de comunicaciones. ◀

Las pequeñas oscilaciones de $r(t)$ en torno a una órbita circunferencial con un momento angular ℓ fijo se obtiene de (5.2.4) usando como energía potencial efectiva del caso gravitacional,

$$U^* = -\frac{GMm}{r} + \frac{\ell^2}{2mr^2}$$

Su segunda derivada con respecto a r es $U^{*''} = -2GMm/r^3 + 3\ell^2/mr^4$. Si se reemplaza $\ell = mr^2\omega$ (donde $\omega = \dot{\phi}$ es la velocidad angular del satélite), el último término ya no depende de r . Si, seguidamente, se reemplaza r por su valor dado en (6.1.17), se obtiene que la frecuencia de estas pequeñas oscilaciones de r en torno al valor r_c es

$$\omega_{\text{peq. osc.}} = \omega$$

Esto significa que el tiempo que tarda el valor de r en tomar dos veces consecutivas su valor mínimo coincide con el tiempo que tarda el satélite en dar una vuelta, lo que implica que la órbita $r(\phi)$ es cerrada.

♣ *Calcule a qué distancia del centro de la Tierra debe estar un satélite para que sea geostacionario. Compruebe que están a decenas de miles de kilómetros. Los satélites más usuales están a pocos cientos de kilómetros sobre la superficie de la Tierra.*

♣ *Si la fuerza total sobre un cuerpo es $\vec{F} = kr^a \hat{r} + \alpha \vec{v} \times \vec{r}$, ¿cómo varía la energía mecánica total con el tiempo? (k , a y α son constantes conocidas).*

6.1.3. Integración numérica à la Verlet

A continuación se muestra la forma de integrar numéricamente ecuaciones de movimiento usando el algoritmo de Verlet.

6.1.3.1. Integración de la ecuación radial

Si se tiene una función continua y diferenciable $r(t)$ se la puede desarrollar en serie

$$\begin{aligned} r(t+h) &= r(t) + h \frac{dr}{dt}(t) + \frac{h^2}{2} \frac{d^2r}{dt^2}(t) + \frac{h^3}{6} \frac{d^3r}{dt^3}(t) + \frac{h^4}{24} \frac{d^4r}{dt^4}(t) + \dots \\ r(t-h) &= r(t) - h \frac{dr}{dt}(t) + \frac{h^2}{2} \frac{d^2r}{dt^2}(t) - \frac{h^3}{6} \frac{d^3r}{dt^3}(t) + \frac{h^4}{24} \frac{d^4r}{dt^4}(t) + \dots \end{aligned}$$

Si ambas expresiones se suman y se les resta $2r(t)$ se obtiene

$$r(t+h) - 2r(t) + r(t-h) = h^2 \frac{d^2 r}{dt^2} + \mathcal{O}(h^4)$$

por lo cual

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{r(t+h) - 2r(t) + r(t-h)}{h^2} + \mathcal{O}(h^2) \quad (6.1.19)$$

de modo que la ecuación (6.1.9) se puede escribir en forma aproximada como

$$m \frac{r(t+h) - 2r(t) + r(t-h)}{h^2} = - \left. \frac{dU}{dr} \right|_{r=r(t)} + \mathcal{O}(h^2) \quad (6.1.20)$$

o, equivalentemente,

$$r(t+h) = 2r(t) - r(t-h) - \frac{h^2}{m} \left(\left. \frac{dU}{dr} \right)_{r=r(t)} \right) + \mathcal{O}(h^4) \quad (6.1.21)$$

Esta es una forma de tener el valor de r en $t+h$ si se conoce los dos valores anteriores.

Si el eje tiempo se divide en pequeños intervalos $\Delta t = h$, $t = 0, t = h, t = 2h, \dots, t = kh, \dots$ y se usa la notación

$$r_k \equiv r(kh) \quad (6.1.22)$$

entonces (6.1.21) se puede reescribir

$$r_{k+1} = 2r_k - r_{k-1} + \frac{h^2}{m} \left. \frac{dU}{dr} \right|_k \quad (6.1.23)$$

que se puede iterar, por ejemplo, dando como datos iniciales $(r(0), v(0))$ con los que se define

$$r_0 = r(0), \quad r_1 = r(0) + h v(0) \quad (6.1.24)$$

6.1.3.2. Integración de las ecuaciones para $x(t)$ e $y(t)$

Puesto que el movimiento con fuerza central es plano, la ecuación de movimiento escrita con las coordenadas cartesianas del plano es

$$m \frac{d^2}{dt^2} (x\hat{i} + y\hat{j}) = - \left(\hat{i} \frac{\partial U}{\partial x} + \hat{j} \frac{\partial U}{\partial y} \right)$$

que se reduce a dos ecuaciones escalares,

$$m\ddot{x} = - \frac{\partial U}{\partial x}, \quad m\ddot{y} = - \frac{\partial U}{\partial y}$$

```

void Inicializa()//se define el "a" del potencial y las condic. iniciales
{double vx,vy; // es crucial escoger condiciones iniciales apropiadas
  cont = 0; // su valor es dos veces el numero de vueltas
  epsilon= 0.01; // Si epsilon=0 se tiene orbita circular
  a = 2.3;// el potencial es r elevado a la potencia a (a>-2)
  Ba2 = B*a*a;
  x[0] = 1.0;// PONER VALOR A GUSTO: partícula comienza sobre eje X
  vx = 0.0;// componente Vx = 0
  y[0] = 0.0;// coordenada Y nula
  vy = (1.0+epsilon)*sqrt(Ba2)*x[0];//epsilon=0 ==> orb.circular
  x[1] = x[0] + h*vx;
  y[1] = y[0] + h*vy;
}

void Verlet() // aqui se define la fuerza
{double xx,yy,r,rq,ax,ay;
  xx = x[1];
  yy = y[1];
  r = sqrt(xx*xx + yy*yy);
  rq = Ba2*exp((a-2.0)*log(r)); // = (a^2)*B*r^(a-2)
  ax = -xx*rq;
  ay = -yy*rq;
  x[2] = 2.0*xx - x[0] + h2*ax;
  y[2] = 2.0*yy - y[0] + h2*ay;
  if( y[1]/y[2]<0) cont++;
}

void Itera()
{int k; double r;
  k = 0;
  do // la instruccion fprintf escribe en el archivo
  {fprintf(archivo,"%9.6f %9.6f %9.6f %9.6f\n",
          h*k,x[1],y[1],atan(y[1]/x[1]));
    Verlet(); // ejecuta rutina Verlet
    k++;
    x[0] = x[1];
    y[0] = y[1];
    x[1] = x[2];
    y[1] = y[2];
    r = sqrt(x[1]*x[1]+y[1]*y[1]); //calcula r
  }while(k<largo && r<8.0 && cont<22);// r<8 para evitar orbitas
                                     muy excentricas
  if(k>=largo)
  { printf("\nVa se hicieron %d iteraciones: r(final) = %f.\n",k,r);
    printf("Se espera que pase por un rMin %f
          veces por vuelta.\n",sqrt(a+2.0));
  }
  else if(r>8) printf("\nSe fue demasiado lejos: r=%f
                    (con %d iteraciones)\n\n",r,k);
  printf("\n\nLa partícula alcanza a dar %d vueltas",cont/2);
}

```

Figura 6.2: Lo central del algoritmo de Verlet para $U = aBr^a$ escrito en lenguaje C.

Puesto que el potencial es tan solo función de r , las derivadas

$$\partial U / \partial x = (\partial U / \partial r)(\partial r / \partial x) = (x/r) U' \quad \partial U / \partial y = (y/r) U'$$

por lo cual

$$m\ddot{x} = -\frac{x}{r} U' \quad m\ddot{y} = -\frac{y}{r} U'$$

En forma discreta estas ecuaciones aproximadas son

$$\frac{x(t+h) - 2x(t) + x(t-h)}{h^2} = -\frac{x(t)}{r(t)} \left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r(t)}$$

$$\frac{y(t+h) - 2y(t) + y(t-h)}{h^2} = -\frac{y(t)}{r(t)} \left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r(t)}$$

Se ha omitido escribir $\mathcal{O}(h^4)$ al lado derecho de estas expresiones.

Resulta conveniente referir a las cantidades evaluadas en los instante discretos $t = 0, h, 2h, 3h, \dots kh, \dots$ con el subíndice respectivo, Por ejemplo, en lugar de escribir $x(kh)$ se usará x_k . Con esta notación las dos ecuaciones se pueden escribir

$$\frac{x_{k+1} - 2x_k + x_{k-1}}{h^2} = -\frac{x_k}{r_k} \left(\frac{dU}{dr} \right)_k + \mathcal{O}(h^2)$$

$$\frac{y_{k+1} - 2y_k + y_{k-1}}{h^2} = -\frac{y_k}{r_k} \left(\frac{dU}{dr} \right)_k + \mathcal{O}(h^2)$$

Esta vez se usa separadamente el algoritmo de Verlet para cada una de las dos coordenadas

$$x_{k+1} = 2x_k - x_{k-1} - h^2 \frac{x_k}{r_k} \left(\frac{dU}{dr} \right)_k \quad (6.1.25)$$

$$y_{k+1} = 2y_k - y_{k-1} - h^2 \frac{y_k}{r_k} \left(\frac{dU}{dr} \right)_k \quad (6.1.26)$$

Nótese que el error, que no se ha escrito, es $\mathcal{O}(h^4)$. El uso del algoritmo de Verlet en esta forma da directamente las coordenadas (x_k, y_k) que permiten dibujar la órbita que resulta de las condiciones iniciales que se escoja. El uso de este algoritmo en la práctica se muestra en la figura (6.2).

6.1.4. Ecuación de Binet

Si se considera la ecuación genérica con fuerza central

$$m\ddot{\vec{r}} = F(r)\hat{r}$$

y se la escribe en coordenadas polares, reemplazando $\dot{\phi} = \frac{\ell}{mr^2}$, se obtiene

$$m\ddot{r} = \frac{\ell^2}{mr^3} + F(r) \quad (6.1.27)$$

El método de Binet consiste en reemplazar esta ecuación para $r(t)$ por una ecuación que considera tan solo la dependencia de r en el ángulo, $r(\phi)$. La razón para hacer esto es que es más fácil resolver la ecuación resultante que la ecuación original. Para obtener la dependencia en ϕ se hace uso de la regla de la cadena

$$\frac{dg}{dt} = \frac{d\phi}{dt} \frac{dg}{d\phi} = \dot{\phi} g'$$

En lo que sigue la prima indica derivada con respecto al ángulo polar ϕ ,

$$\frac{d}{d\phi} = (\quad)'$$

con lo cual

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \dot{\phi} r' &= \frac{\ell}{m} \frac{r'}{r^2} \\ \ddot{r} &= \frac{\ell}{m} \frac{\ell}{mr^2} \left(\frac{r'}{r^2} \right)' &= \frac{\ell^2}{m^2 r^2} \left(\frac{r''}{r^2} - \frac{2r'^2}{r^3} \right) \end{aligned} \quad (6.1.28)$$

A continuación se define la función

$$w(\phi) \equiv \frac{1}{r(\phi)}$$

de modo que

$$r' = -\frac{w'}{w^2} \quad r'' = -\frac{w''}{w^2} + \frac{2w'^2}{w^3}$$

Si se hace estos reemplazos en (6.1.27) se obtiene

$$w'' = -w - \frac{m}{\ell^2 w^2} F(1/w) \quad (6.1.29)$$

que es la ecuación de Binet.

6.2. Planetas y todo eso

6.2.1. La ecuación de la órbita y su integral

Ya se sabe que la ecuación de movimiento reducida a la ecuación sólo para $r(t)$ es

$$m\ddot{r} = -\frac{GMm}{r^2} + \frac{\ell^2}{m r^3} \quad (6.2.1)$$

Al reemplazar lo obtenido en § 6.1.4 en (6.2.1) resulta la ecuación de Binet para el caso gravitacional

$$w'' + w = \frac{G M m^2}{\ell^2} \quad (6.2.2)$$

que es un tipo de ecuación que ya se conoce, como por ejemplo: $m\ddot{x} = -kx + mg$. Su solución general es,

$$w(\phi) = A \cos(\phi + \delta) + \frac{G M m^2}{\ell^2} \quad (6.2.3)$$

donde A y δ son las dos constantes de integración. Siempre se puede escoger el eje a partir del cual se mide ϕ de tal modo que $\delta = 0$ que es lo que se hace a partir de ahora. Tal elección corresponde a cónicas orientadas en forma simétrica con respecto al cambio $y \rightarrow -y$.

Puesto que el inverso de w es r , (6.2.3) implica que

$$r(\phi) = \frac{\frac{\ell^2}{GMm^2}}{1 + \frac{A\ell^2}{GMm^2} \cos \phi} \quad (6.2.4)$$

Antes de continuar se hace un repaso de la forma cómo se puede escribir una cónica.

6.2.2. Cónicas

A continuación se va a demostrar que $r(\phi)$ dado por

$$r(\phi) = \frac{\mathcal{R}}{1 + e \cos \phi} \quad (6.2.5)$$

define diversas cónicas según el valor de la *excentricidad* e . El parámetro \mathcal{R} define la escala de longitud de la cónica.

Si la ecuación (6.2.5) se escribe en la forma $r + er \cos \phi = \mathcal{R}$ o equivalentemente como $x^2 + y^2 = (\mathcal{R} - ex)^2$ donde se ha usado

$$x = r \cos \phi \quad y = r \sin \phi \quad (6.2.6)$$

se obtiene

$$(1 - e^2)x^2 + 2e\mathcal{R}x + y^2 = \mathcal{R}^2 \quad (6.2.7)$$

que es una de las formas conocidas que describe cónicas. Sabido es que todo polinomio cuadrático $\text{Pol}_i(x, y) = 0$ representa una cónica en el plano XY .

Si en (6.2.7) se hace el desplazamiento, válido tan solo si $e^2 \neq 1$,

$$x = \bar{x} - \frac{e\mathcal{R}}{1-e^2} \quad (6.2.8)$$

la ecuación puede ser reescrita como

$$\frac{\bar{x}^2}{\frac{\mathcal{R}^2}{(1-e^2)^2}} + \frac{y^2}{\frac{\mathcal{R}^2}{1-e^2}} = 1 \quad (6.2.9)$$

Esta forma describe elipses e hipérbolas centradas en el origen. Si $e^2 < 1$ esta es fácilmente reconocible como la ecuación de una elipse. En particular, si $e = 0$ se obtiene una circunferencia. Los casos $e^2 > 1$ corresponden a hipérbolas. La ecuación (6.2.7) en cambio deja a uno de los focos de la cónica en el origen.

6.2.2.1. Elipses: $e^2 < 1$

Una elipse es una curva que se caracteriza porque la suma $L_1 + L_2$ de las distancia de cualquier punto P de la elipse a dos puntos especiales llamados *focos*, vale siempre lo mismo. Estos dos focos están en el interior de la elipse sobre su eje mayor. El caso particular en que los dos focos se funden en un solo punto da una circunferencia.

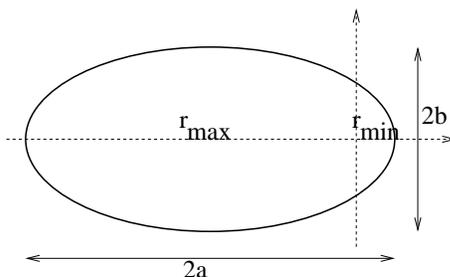


Figura 6.3: Una elipse tiene dos focos, un diámetro mayor y uno menor.

En la forma original descrita en (6.2.7) esta es una elipse con uno de sus focos en el origen y tiene sus radios mínimo y máximo sobre el eje X . Se tomará el caso $e > 0$.

El área A de la elipse planetaria se calcula de

$$A = \int_0^{2\pi} \left(\int_0^r \rho \, d\rho \right) d\phi = \int_0^{2\pi} \frac{r^2}{2} d\phi = \frac{\pi\mathcal{R}^2}{(1-e^2)^{3/2}} \quad (6.2.10)$$

donde se ha usado que

$$r = \frac{\mathcal{R}}{1 + e \cos \phi}$$

Pero se sabe que $A = \pi ab$ donde a es el semieje mayor y b es el semieje menor. Para $\phi = 0$ se obtiene r_{\min} y para $\phi = \pi$ se tiene r_{\max}

$$r_{\min} = \frac{\mathcal{R}}{1 + e} \quad r_{\max} = \frac{\mathcal{R}}{1 - e} \quad (6.2.11)$$

El semieje mayor es sencillamente $a = \frac{1}{2}(r_{\min} + r_{\max})$. Conocido a y el área es trivial obtener b . Los semiejes mayor y menor resultan ser

$$a = \frac{\mathcal{R}}{1 - e^2} \quad b = \frac{\mathcal{R}}{\sqrt{1 - e^2}} \quad (6.2.12)$$

Se comprueba que (6.2.10) corresponde a πab .

6.2.2.2. Hipérbolas: $e^2 > 1$

Una hipérbola es una cónica disconexa que consta de dos ramas. Al igual que en el caso de una elipse, hay dos puntos especiales llamados focos. Esta vez la *diferencia* de las distancias: $|L_1 - L_2|$ entre cualquier punto P de la hipérbola y los dos focos es una constante. Las hipérbolas son curvas infinitas que tienden, a grandes distancia, a coincidir con dos rectas llamadas las *asíntotas*. La distancia entre ambos focos es $2e\mathcal{R}/(e^2 - 1)$. La menor distancia entre las dos ramas de una hipérbola es $2\mathcal{R}/(e^2 - 1)$.

6.2.2.3. Parábola: $e^2 = 1$

Una parábola tiene un solo punto llamado foco, el cual está sobre el único eje de simetría de la curva. La distancia entre el punto de máxima curvatura y el foco es \mathcal{R} .

Si en un punto P de la parábola se traza la recta hasta el foco y la paralela al eje de simetría, la bisectriz es perpendicular a la tangente a la parábola. Esta propiedad es la que hace tan útiles los espejos parabólicos para hacer desde focos de linterna hasta telescopios y antenas.

El caso $e^2 = 1$ debe ser analizado antes de dividir por $e^2 - 1$. Por ejemplo de (6.2.7) se tiene con $e = \pm 1$

$$y^2 = \mathcal{R}^2 \pm 2\mathcal{R}x \quad (6.2.13)$$

que son ecuaciones para dos parábolas.

6.2.3. El caso planetario

Puesto que se sabe la forma de describir las cónicas, se puede identificar

$$\mathcal{R} = \frac{\ell^2}{GMm^2}, \quad e = \frac{A\ell^2}{GMm^2} \quad (6.2.14)$$

A continuación se ve la relación entre A , la energía total E y el momento angular ℓ .

La energía está dada por

$$E = \frac{m}{2} v^2 + U_G(r) \quad (6.2.15)$$

	excentricidad e	radio medio de la órbita [$10^8 \times \text{Km}$]
Mercurio	0.206	0.58
Venus	0.007	1.08
Tierra	0.017	1.50
Marte	0.093	2.28
Ceres	0.078	4.55
Júpiter	0.048	7.78
Saturno	0.056	14.27
Urano	0.047	28.89
Neptuno	0.008	44.98
Plutón	0.249	59.00
Cometa Sedna	0.857	vuelve cada 11 400 años
Cometa Halley	0.967	vuelve cada 75.3 años

Cuadro 6.1: *Los planetas y otros objetos. Una órbita circunferencial tendría excentricidad nula, y $e = 1$ implica parábola. Las excentricidades de sus órbitas y el radio medio de las respectivas órbitas. Las dos últimas apariciones del cometa Halley fueron el 20 de abril de 1910 y el 9 de febrero de 1986. La próxima será a mediados de 2061, cuando será mucho mejor visto que en 1986. El primer registro seguro del paso del cometa Halley es de China, el año -240.*

pero de (6.1.2) y luego de (6.1.28)

$$v^2 = \dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 = \frac{\ell^2}{m^2 r^4} (r^2 + r'^2) \quad (6.2.16)$$

se obtiene

$$\begin{aligned} E &= \frac{\ell^2}{2m r^4} (r^2 + r'^2) - \frac{GMm}{r} \\ &= \frac{\ell^2}{2m} (w^2 + w'^2) - GMm w \end{aligned} \quad (6.2.17)$$

Al reemplazar la forma explícita de la función w se obtiene

$$E = \frac{\ell^2 A^2}{2m} - \frac{m}{2} \left(\frac{GMm}{\ell} \right)^2 \quad (6.2.18)$$

lo que permite establecer que A depende de E y ℓ en la forma

$$A = \frac{GMm^2}{\ell^2} \sqrt{1 + \frac{2E\ell^2}{(GMm)^2 m}} \quad (6.2.19)$$

No es de interés considerar la raíz negativa.

De todo lo anterior se reconoce que

$$\mathcal{R} = \frac{\ell^2}{GMm^2}, \quad e = \sqrt{1 + \frac{2E\ell^2}{(GM)^2 m^3}} \quad (6.2.20)$$

Si se reemplaza el valor (6.1.18) de la energía de una órbita circunferencial se comprueba que $e = 0$. Los demás casos:

$$\begin{aligned} \text{para elipses,} & \quad e < 1 \quad \text{y entonces } E < 0. \\ \text{para parábolas,} & \quad e = 1 \quad \text{y entonces } E = 0. \\ \text{para hipérbola,} & \quad e > 1 \quad \text{y entonces } E > 0. \end{aligned}$$

Conviene tener presente las siguientes relaciones

$$r(\phi) = \frac{\mathcal{R}}{1 + e \cos \phi} \quad r_{\pm} = \frac{\mathcal{R}}{1 \mp e} \quad (6.2.21)$$

además

$$\mathcal{R} = \frac{\ell^2}{GMm^2} \quad e = \frac{r_+ - r_-}{r_+ + r_-} \quad \ell = m r_+ v_+ = m r_- v_- \quad (6.2.22)$$

Ejemplo. Desde una distancia r_0 del centro de fuerza se lanza un satélite con velocidad \vec{v}_0 , perpendicular al vector posición inicial \vec{r}_0 . La energía y el momento angular están dados por

$$E = \frac{m}{2} v_0^2 - \frac{GMm}{r_0} \quad \ell = m r_0 v_0$$

El caso límite es el de la parábola, es decir, el caso con $E = 0$,

$$v_0^2 = v_p^2 \equiv 2GM/r_0.$$

Si $v_0 < v_p$ la órbita es una elipse. Para el caso particular $v_0 = \sqrt{GM/r_0}$ se obtiene una circunferencia. Para $v_0 > v_p$ la órbita que resulta es una hipérbola. ◀

Ejemplo. Se tiene dos satélites artificiales de igual masa m , S_1 en órbita circular de radio R_0 y S_2 con órbita elíptica tal que $r_{\min} = R_0$ y $r_{\max} = 8R_0$. Están sincronizados de modo que cuando S_2 llega a su punto de radio mínimo choca con S_1 y se acoplan formando un satélite S_3 de masa $2m$. ¿Cuáles son las características de la órbita de S_3 ? En lo que sigue se debe tomar en cuenta que el momento angular en los puntos de mínima y máxima distancia (r_- y r_+ respectivamente) son iguales: $mr_+v_+ = mr_-v_-$. S_1 tiene $e_1 = 0$ y $R_1 = R_0$. Su momento angular, ver (6.2.20), es $\ell_1^2 = GMm^2R_0 = m^2R_0^2v_1^2$ por lo cual $v_1 = \sqrt{GM/R_0}$.

Para S_2 se tiene dos relaciones $R_2/(1 - e_2) = 8R_0$ y $R_2/(1 + e_2) = R_0$ de donde se deduce que $e_2 = 7/9$ y que $R_2 = 16R_0/9$. Con esto el momento angular de S_2 satisface $\ell_2^2 = GMm^2 16R_0/9$ que además debe valer $m^2R_0^2v_-^2$ lo que implica que la velocidad de S_2 en el punto más cercano es $v_- = (4/3)\sqrt{GM/R_0}$.

Al chocar se forma el satélite S_3 y en ese choque se debe conservar el momentum: $p_1 + p_2 = p_3$, esto es $m(v_1 + v_-) = 2mv_3$ lo que implica que $v_3 = (7/6)\sqrt{GM/R_0}$. También puede deducirse que $e_3 = 13/36$ y que $r_+ = 49R_0/23$.

6.2.4. La tercera ley de Kepler

De la segunda ley de Kepler, (2.5.4), se desprende que el período T del movimiento planetario se relaciona al área de la elipse, $S = \pi ab$,

$$T = \frac{2mS}{\ell} = \frac{2m\pi ab}{\ell} = \frac{2m\pi}{\ell} \frac{\mathcal{R}^2}{(1 - e^2)^{3/2}}$$

pero se sabe que $\ell^2 = GMm^2\mathcal{R}$. Calculando T^2 se puede reemplazar ℓ^2 por la relación recién escrita, resultando

$$T^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{GM}$$

que es la tercera ley de Kepler expresada con el semieje mayor, a , esto es, el cociente

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM}$$

es común a todos los planetas.

Ejemplo. Dos satélites de la Tierra, S_1 y S_2 , cada uno de masa m , están describiendo órbitas cerradas en un mismo plano y en el mismo sentido. S_1 está en una órbita circular de radio R_0 y S_2 está en una órbita elíptica caracterizada por $r_{\min} = R_0$ y $r_{\max} = 8R_0$. En un cierto instante ambos satélites se acoplan (la duración del proceso de acoplamiento se supone nulo y la energía no se conserva) formando un satélite compuesto S_3 . Los datos son, la masa M de la Tierra, la masa m de cada satélite, el radio R_0 y la constante universal G . Se quiere obtener (a) los momentos angulares ℓ_1 y ℓ_2 en función de los datos; (b) la energía cinética que adquiere S_3 en el momento del acoplamiento y (c) los radios mínimo y máximo de la órbita de S_3 .

Solución: En el punto común de ambas órbitas, los satélites están a distancia R_0 del centro de la Tierra con velocidades \vec{v}_1 y \vec{v}_2 perpendiculares al radio. Los momentos angulares de los satélites en ese instante tienen magnitud $\ell_1 = mR_0v_1$ y $\ell_2 = mR_0v_2$ respectivamente. Por otro lado sabemos que para S_2 su órbita $r_2(\phi) = \frac{R_2}{1+e \cos \phi}$ con $r_2(\phi = 0) = r_{\min} = R_0$ y $r_2(\phi = \pi) = r_{\max} = 8R_0$, lo que da dos ecuaciones para las dos incógnitas R_2 y e . Se obtiene

$$R_2 = \frac{16R_0}{9}, \quad e = \frac{7}{9}$$

pero como se sabe que $R_2 = \frac{\ell_2^2}{GMm^2}$ se deduce que $\ell_2 = \frac{4m}{3}\sqrt{GMR_0}$ pero ya se tenía otra expresión para ℓ_2 , entonces $v_2 = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{GM}{R_0}}$. En forma similar, pero mucho más fácil, se puede obtener que $v_1 = \sqrt{\frac{GM}{R_0}}$. Estas son las velocidades de los satélites precisamente en el instante anterior a que se acoplen. Como el momentum (y también el momento angular) se conservan en el acoplamiento, se obtiene que $v_3 = \frac{1}{2}(v_1 + v_2) = \frac{7}{6}\sqrt{\frac{GM}{R_0}}$ y ciertamente $\ell_3 = (2m)R_0v_3 = \frac{7m}{3}\sqrt{GMR_0}$. Con v_3 se determina la energía cinética de S_3 . La energía potencial en esa posición es $U_3 = -\frac{GM(2m)}{R_0}$. Así se obtiene que la energía mecánica total de S_3 es $E_3 = -\frac{23GMm}{36R_0}$. Esta es la energía mecánica total de S_3 desde el acoplamiento en adelante. Para un satélite en sus puntos de radio máximo y mínimo se cumple que $E_{\text{total}} = U^*$, ya que $\dot{r} = 0$ en esos puntos. Para conocer estos radios basta con resolver

$$\frac{\ell_3^2}{4mr^2} - \frac{GM(2m)}{r} = E_3$$

la única incógnita en esta ecuación es r . La ecuación arroja dos soluciones. Una es la conocida solución $r = R_0$. La otra es

$$r = r_{\max} = \frac{49}{23} R_0 \approx 2,13 R_0$$

	masa [Kg]	distancias [m]
Sol	$1,99 \cdot 10^{30}$	$d_{ST} = 1,496 \cdot 10^{11}$ $d_{TL} = 3,844 \cdot 10^8$
Tierra	$5,97 \cdot 10^{24}$	
Luna	$7,35 \cdot 10^{22}$	

Cuadro 6.2: Valores aproximados de las masas y las distancias ST y TL.

Al calcular, por ejemplo, el período de la órbita terrestre se debe usar $GM_{\text{sol}} = 1,334 \cdot 10^{20}$ y el valor d_{ST} dado en el cuadro (6.2). El resultado es $3,16 \cdot 10^7$ segundos, que corresponde a un año. Se deja anotado que la tierra tarda 365,25636 días solares en dar una vuelta alrededor del sol.

La tierra completa una vuelta alrededor del sol luego de 365 días, 6 horas, 9 minutos y 10 segundos. Cada día es levemente más largo que el anterior de modo que cada 600 mil años los días son un segundo más largos.

6.2.5. Sobre materia oscura

Si una órbita es circunferencial, esto es, $e = 0$ las ecuaciones (6.2.11) establecen que el radio $r = r_{\text{circunf}}$ es \mathcal{R} , que según (6.2.20) es

$$r_{\text{circunf}} = \frac{\ell^2}{GMm^2} = \frac{r_{\text{circunf}}^2 v_{\text{circunf}}^2}{GM} \implies v_{\text{circunf}} = \sqrt{\frac{GM}{r_{\text{circunf}}}} \quad (6.2.23)$$

Los planetas, que tienen órbitas muy cercanas a ser circunferencias—ver el cuadro 6.1—obedecen esta ley: el cuadrado velocidad decrece como el inverso de la distancia al centro de fuerza: $v_{\text{circunf}}^2 \propto \frac{1}{r_{\text{circunf}}}$.

En 1922 el holandés J. Kapteyn sugirió la presencia de materia oscura al observar que la velocidad de las estrellas en una galaxia no obedecían la ley anterior. En 1933 el astrofísico suizo F. Zwicky, estudiando un cúmulo de galaxias llegó a esencialmente a la misma conclusión. Estudiando el cúmulo *Coma* determinó que éste tenía una masa unas 400 veces mayor que la masa que se podía estimar por lo que era visible. Sigieron muchos estudios más que apoyaban la existencia de un tipo desconocido de materia que no emite luz. Vera Rubin determinó en 1980 que la mayoría de las galaxias contienen alrededor de seis veces más materia que aquella que es visible.

6.3. Problemas

6.1 Determine la fuerza \vec{F} que implica la función de energía potencial

$$U = \frac{k}{2} (r - B) r$$

donde B es una constante positiva. ¿En qué situación realista se puede tener una fuerza como esta?

6.2 Considere una partícula que se mueve en la región $x > 0$ bajo la influencia de la fuerza que proviene de la energía potencial $U(x) = \frac{U_0}{x} (1 + \alpha x^2)$ con $U_0 > 0$. Encuentre puntos de equilibrio y discuta la estabilidad de ellos.

6.3 Considere el movimiento de una partícula de masa m que se mueve bajo la acción de la fuerza

$$\vec{F} = b \left(x(y^2 + z^2) \hat{i} + y(x^2 + z^2) \hat{j} + z(x^2 + y^2) \hat{k} \right)$$

a) Demostrar que esta fuerza es conservativa. b) Encontrar la energía potencial $U(x, y, z)$ asociada a esta fuerza, tal que sea nula en el origen. c) Si la partícula es soltada desde el origen con rapidez v_0 , determine la rapidez en un punto cualquiera (x_1, y_1, z_1) .

6.4 Un satélite artificial tiene una distancia máxima y mínima a la superficie terrestre de R y $3R$, siendo R el radio de la Tierra. Determine el período de rotación en función de la masa de la Tierra y de su radio. Suponga que en el momento en que el satélite está en su punto más bajo se activa su sistema de propulsión que lo deja en órbita circular. ¿Cuál es el período de esta nueva órbita?

6.5 Una partícula P está sometida a la fuerza central dada por

$$\vec{F}(r) = -12 B \left(\frac{\alpha^6}{r^7} - \frac{\alpha^{12}}{r^{13}} \right) \hat{r}$$

donde B y α son constantes positivas conocidas. Si ésta es la única fuerza sobre P determine, a) cuál es la rapidez mínima que debe tener P en $r = \alpha$ para que la partícula pueda escapar sin retorno; b) cuál es la distancia máxima (o mínima) entre P y el centro de fuerzas si P se está moviendo radialmente de tal modo que pasa por $r = \alpha$ con una rapidez que es la mitad de la encontrada en la pregunta anterior.

6.6 Un satélite está describiendo una órbita circular de radio R alrededor de la Tierra. En cierto momento los cohetes del satélite se encienden brevemente

dándole una aceleración puramente tangencial. Si el período de la nueva órbita es $\frac{27}{8}$ del período que tenía antes, determine la rapidez de la nave cuando pasa por el punto en que se encuentra más alejada de la Tierra (apogeo).

- 6.7 Un satélite es colocado en órbita alrededor de la Tierra desde una altura de 600 Km sobre la superficie con una velocidad inicial de 30 mil kilómetros por hora, paralela a la superficie terrestre. Suponiendo que el radio de la Tierra es de 6378 kilómetros y su masa es de $5,976 \times 10^{24}$ Kg, determine la excentricidad de la órbita y la velocidad del satélite en su apogeo.
- 6.8 Desde muy lejos y con rapidez v_0 se dispara una partícula de masa m contra un blanco que está definido como un campo de fuerza central repulsiva de magnitud $A m/r^2$. La recta en la que la partícula inicia su movimiento pasa a distancia b del centro de fuerza. Calcule la distancia r^* mínima que logra tener la partícula con el centro de fuerza.
- 6.9 Si R_0 es el radio de la Tierra y una nave espacial gira en torno a la Tierra en órbita elíptica de radio mínimo $8R_0$ y radio máximo $16R_0$. Para regresar a la Tierra procede como sigue: en $t = 0$ se encuentra en su apogeo ($r_A = 16R_0$). Al llegar a su perigeo ($r_B = 8R_0$) enciende sus cohetes por un instante para frenar tangencialmente quedando en una órbita elíptica con radios máximo y mínimo: $8R_0$ y $4R_0$. Tan pronto alcanza por primera vez $r = 4R_0$ nuevamente frena de igual manera quedando en una tercera órbita elíptica caracterizada por $4R_0$ y $2R_0$. Finalmente, la primera vez que se encuentra en $r = 2R_0$ frena para estar en una órbita $[2R_0, R_0]$ con lo que logra terminar su misión. Obtenga las variaciones de energía cinética cada vez que frena y obtenga el tiempo que tarda en llegar a la Tierra.
- 6.10 Un satélite está en órbita circular de radio r_0 sometida a una fuerza central que implica la función de energía potencial $U(r) = -k/r$. En un instante recibe un impacto que produce un cambio en la dirección de la velocidad, sin cambiar su magnitud. El cambio de dirección es en un ángulo $\pi/3$. Determine las distancias mínima y máxima que el satélite pasa del centro de fuerzas en su nueva órbita.

Capítulo 7

Movimiento relativo

7.1. Cinemática relativa

7.1.1. Fuerzas y seudofuerzas

Las fuerzas que se han estudiado hasta ahora son: las de contacto —que abarcan fuerza normal, roce estático, roce deslizante, roce viscoso, tensión— elásticas y gravitacional. Y se podría agregar fuerzas eléctricas, magnéticas, nucleares y unas pocas más.

Se conocen pocas fuerzas *independientes* en la naturaleza y de ellas sólo se tiene acceso directo a las fuerzas gravitacionales y electromagnéticas. Se deja afuera las fuerzas nucleares y subnucleares que sólo se pueden observar en laboratorios muy especializados.

Casi todas las fuerzas mencionadas en el primer párrafo son consecuencias de las interacciones electromagnéticas entre las moléculas que componen la materia. Tan sólo la gravitación es una fuerza aparte. Todas las fuerzas de contacto se deben a las fuerzas intermoleculares que ocurren en el contacto. La tensión en una cuerda, por ejemplo, es una fuerza que se debe a la cohesión electromagnética entre las moléculas que constituyen la cuerda. Otro ejemplo es la fuerza elástica que ejerce un resorte: se debe a las fuerzas intermoleculares que tratan de mantener el orden en que están las moléculas en el sólido.

No hay más fuerzas en los sistema de referencias que se denominen *inerciales*. Sin embargo, la experiencia en un vehículo que aumenta o disminuye rápidamente su velocidad permite percibir una fuerza que no está entre las anteriores. El pasajero

también siente una fuerza cuando el vehículo toma una curva a cierta velocidad. Estas fuerzas son propias de los *sistemas de referencias no inerciales*. Ellas no se deben a fuerzas moleculares o gravitacionales, sino a que el sistema de referencia no tiene una velocidad uniforme.

En un sistema de referencia no inercial ya no vale la ley

$$m\vec{a} = \vec{F}_{\text{propias de sistemas inerciales}}^{\text{tot}}$$

La aceleración definida con respecto a un sistema de referencia no inercial obedece una ley más complicada y en este capítulo se describe esta nueva ley y sus usos.

7.1.2. Sistemas de referencia y su relación

Siempre un sistema de referencia será descrito por su origen de coordenadas y por *ejes cartesianos* asociados a él.

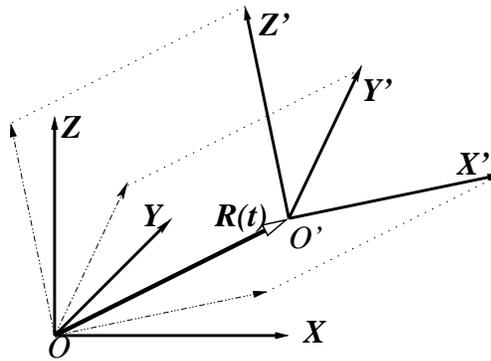


Figura 7.1: *Dos sistemas de referencia cuyos orígenes de coordenadas se conectan por el vector $\vec{R}(t)$. Una réplica paralela del sistema S' , pero con su origen en O gira, en torno a este origen con velocidad $\vec{\Omega}$.*

No importa qué sistema de coordenadas se use (cartesianas, cilíndricas, esféricas u otras), un sistema de referencia está definido por su origen O y sus ejes cartesianos X, Y, Z . Por definición los ejes cartesianos X, Y, Z son fijos en el sistema de referencia en el cual se definen. Lo mismo se puede decir de los asociados vectores unitarios $(\hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$.

Si los ejes X', Y', Z' de un sistema de referencia S' están rotando con respecto a los ejes X, Y, Z de un sistema S , entonces, por ejemplo, el vector \hat{k}' asociado al eje Z' de

S' cambia en el tiempo con respecto al sistema S pero, como ya se dijo, no cambia con respecto a S' . Formalmente esto se expresa

$$\left(\frac{d\hat{k}'}{dt}\right)_S \neq 0 \quad \text{pero, por definición,} \quad \left(\frac{d\hat{k}'}{dt}\right)_{S'} = 0$$

Ilustrándose así que las derivadas temporales calculadas en sistemas de referencia distintos pueden ser diferentes.

Para definir la relación entre un sistema de referencia S y otro S' se utilizan dos vectores:

- el vector $\vec{R}(t)$ que va desde el origen de S al origen de S' y
- el vector $\vec{\Omega}(t)$ que es la velocidad angular *de la orientación* de los ejes $\{X', Y', Z'\}$ de S' con respecto a la orientación de los ejes $\{X, Y, Z\}$ de S .

Una buena forma de comprender el significado de $\vec{\Omega}$ se logra considerando una réplica de los ejes $\{X', Y', Z'\}$ que se obtiene por traslación paralela de los ejes de S' hasta \mathcal{O} . El vector $\vec{\Omega}$ es la velocidad angular de estos ejes—representados con líneas a trazos en la figura 7.1—con respecto a los ejes de S .

Ejemplo. Se puede tener ejes fijos a una mesa (sistema S). El sistema S' puede ser un libro que es movido en círculos sobre la mesa manteniendo sus aristas siempre paralelas a las de la mesa. En tal caso $\vec{\Omega} = 0$ porque los ejes de S' no rotan con respecto a los ejes de S . El movimiento circular del libro es descrito por $\vec{R}(t)$.

Una notación compacta es

$$(S, S') \sim [\vec{R}(t), \vec{\Omega}(t)] \quad (7.1.1)$$

Los vectores \vec{R} y $\vec{\Omega}$ están definidos en S . Por otro lado, desde S' los ejes de S rotan en $-\vec{\Omega}(t)$ y la posición de \mathcal{O} con respecto a \mathcal{O}' es $-\vec{R}(t)$. Entonces

$$(S', S) \sim [-\vec{R}(t), -\vec{\Omega}(t)]$$

7.1.3. Derivadas de vectores en distintos sistemas de referencia

7.1.3.1. Derivada de un vector unitario

Sea una función vectorial $\vec{b}(t)$ de magnitud constante que, sin pérdida de generalidad, se puede definir unitaria:

$$\vec{b}(t) \cdot \vec{b}(t) = 1 \quad (7.1.2)$$

lo que implica que

$$\vec{b}(t) \cdot \dot{\vec{b}}(t) = 0. \quad (7.1.3)$$

Para un valor fijo de t se puede considerar el plano que definen $\vec{b}(t)$ y $\dot{\vec{b}}(t)$. En este plano se puede escoger una base (\hat{i}, \hat{j}) de tal modo que se puede escribir

$$\vec{b} = \hat{i} \cos \alpha(t) + \hat{j} \sin \alpha(t) \quad (7.1.4)$$

$$\dot{\vec{b}} = (-\hat{i} \sin \alpha(t) + \hat{j} \cos \alpha(t)) \dot{\alpha}$$

y es trivial ver que se satisface (7.1.3). La velocidad angular de \vec{b} en este instante t claramente tiene magnitud $\dot{\alpha}$ y apunta perpendicular al plano en que están los vectores \hat{i} y \hat{j} — por lo tanto es $\vec{\Omega} = \dot{\alpha} \hat{k}$ — por lo cual es inmediato comprobar que

$$\dot{\vec{b}} = \vec{\Omega} \times \vec{b}. \quad (7.1.5)$$

7.1.3.2. La derivada del vector posición en dos sistemas de referencia

Sea un sistema de referencia S en el cual se ha escogido vectores base $(\hat{i}_a)_{a=1,2,3}$ y un sistema de referencia S' con base $(\hat{i}'_a)_{a=1,2,3}$ que se desplaza y rota con respecto al primero. De la figura (7.2) se ve que $\vec{r} = \vec{R} + \vec{r}'$. Al derivar esta relación con respecto al tiempo se tiene

$$\left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)_S = \dot{\vec{R}} + \left(\frac{d\vec{r}'}{dt} \right)_S \quad (7.1.6)$$

pero $(d\vec{r}'/dt)_S$ cambia porque no es constante en su propio sistema de referencia S' y cambia por lo ya descrito en (7.1.5), dando

$$\left(\frac{d\vec{r}'}{dt} \right)_S = \left(\frac{d\vec{r}'}{dt} \right)_{S'} + \vec{\Omega} \times \vec{r}' \quad (7.1.7)$$

de donde resulta que

$$\vec{v} = \dot{\vec{R}} + \vec{v}' + \vec{\Omega} \times \vec{r}'. \quad (7.1.8)$$

La expresión (7.1.7) puede ser generalizada a otras cantidades vectoriales escribiéndose

$$\left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_S = \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_{S'} + \vec{\Omega} \times \vec{B} \quad (7.1.9)$$

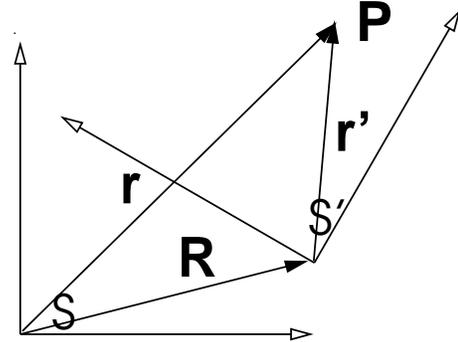


Figura 7.2: Posición de un mismo punto P desde el sistema de referencia, S y desde otro S' que se desplaza y rota con respecto al primero.

donde $\vec{B}(t)$ es alguna cantidad física de naturaleza vectorial.

AFIRMACIÓN: Si $(S_0, S_1) \sim [\vec{R}_1, \vec{\Omega}_{01}]$ y $(S_1, S_2) \sim [\vec{R}_2, \vec{\Omega}_{12}]$ se puede afirmar que $(S_0, S_2) \sim [\vec{R}_1 + \vec{R}_2, \vec{\Omega}_{02} = \vec{\Omega}_{01} + \vec{\Omega}_{12}]$. En palabras: si la velocidad angular de S_1 es $\vec{\Omega}_{01}$ con respecto a S_0 y la velocidad angular de S_2 es $\vec{\Omega}_{12}$ con respecto a S_1 entonces la velocidad angular de S_2 con respecto a S_0 es

$$\vec{\Omega}_{02} = \vec{\Omega}_{01} + \vec{\Omega}_{12} \quad (7.1.10)$$

Lo anterior se puede resumir diciendo que las velocidades angulares relativas se suman vectorialmente.

Para demostrar esto se hace uso de (7.1.9) con \vec{B} una variable vectorial cualquiera

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_{S_0} &= \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_{S_1} + \vec{\Omega}_{01} \times \vec{B} \\ &= \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_{S_2} + \vec{\Omega}_{02} \times \vec{B} \end{aligned} \quad (7.1.11)$$

pero también es cierto que

$$\left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_{S_1} = \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_{S_2} + \vec{\Omega}_{12} \times \vec{B}$$

Si esta última relación se reemplaza en la primera y el resultado se compara con la segunda relación se concluye (7.1.10).

7.2. Velocidad y aceleración en un sistema no inercial

La fórmula general (7.1.9) será utilizada para relacionar la cinemática descrita desde dos sistemas de referencia diferentes.

Considérese la descripción del movimiento de un punto P visto desde los sistemas de referencia S y S' que tienen una velocidad angular relativa $\vec{\Omega}$. La posición de P es $\vec{r}(t)$ con respecto a S y es $\vec{r}'(t)$ con respecto a S' y la relación entre ambos vectores posición es

$$\vec{r}(t) = \vec{R}(t) + \vec{r}'(t) \quad (7.2.1)$$

El vector \vec{R} es el que va desde \mathcal{O} a \mathcal{O}' .

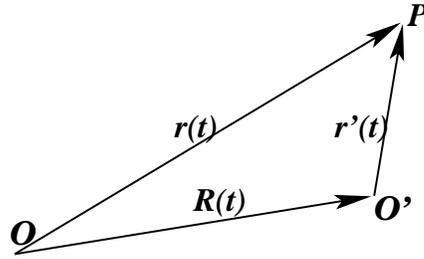


Figura 7.3: El punto móvil P es visto desde un sistema de referencia S con origen en O y desde un sistema de referencia S' con origen en O' tal que \vec{R} es el vector posición de O' con respecto a O . Los ejes de S' rotan con respecto a S con velocidad angular $\vec{\Omega}$.

Directamente de (7.1.9) se obtiene que

$$\left(\frac{d\vec{r}'(t)}{dt}\right)_S = \vec{v}'(t) + \vec{\Omega}(t) \times \vec{r}'(t) \quad (7.2.2)$$

Combinando las dos últimas relaciones se deduce que

$$\vec{v}(t) = \dot{\vec{R}} + \vec{v}'(t) + \vec{\Omega}(t) \times \vec{r}'(t) \quad (7.2.3)$$

Al tomar la derivada de la relación anterior con respecto al tiempo en el sistema S se debe calcular primero

$$\left(\frac{d\vec{v}'}{dt}\right)_S = \left(\frac{d\vec{v}'}{dt}\right)_{S'} + \vec{\Omega} \times \vec{v}' \quad (7.2.4)$$

El primer término de la derecha es la aceleración \vec{a}' en S' . La derivada del segundo término del lado derecho de (7.2.3) es

$$\begin{aligned} \left(\frac{d(\vec{\Omega} \times \vec{r}')}{dt}\right)_S &= \left(\frac{d\vec{\Omega}}{dt}\right)_S \times \vec{r}' + \vec{\Omega} \times \left(\frac{d\vec{r}'}{dt}\right)_S \\ &= \dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}' + \vec{\Omega} \times (\vec{v}' + (\vec{\Omega} \times \vec{r}')) \end{aligned} \quad (7.2.5)$$

Entonces la aceleración es

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \left(\frac{d\vec{v}}{dt}\right)_S \\ &= \ddot{\vec{R}} + \left(\frac{d\vec{v}'}{dt}\right)_S + \left(\frac{d\vec{\Omega} \times \vec{r}'}{dt}\right)_S \\ &= \ddot{\vec{R}} + \vec{a}' + \vec{\Omega} \times \vec{v}' + \dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}' + \vec{\Omega} \times \vec{v}' + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}') \end{aligned}$$

que se puede ordenar para obtener

$$\vec{a}' = \vec{a} - \ddot{\vec{R}} - \ddot{\vec{\Omega}} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}') - 2\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{v}' - \dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}' \quad (7.2.6)$$

De los cinco términos del lado derecho, el tercero, $-\ddot{\vec{\Omega}} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}')$, se llama *aceleración centrífuga* y el cuarto, $-2\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{v}'$, se llama *aceleración de Coriolis*.

7.3. La ecuación de movimiento en un sistema de referencia no inercial

La ecuación de Newton $m\vec{a} = \vec{F}$, válida en el sistema de referencia inercial S , toma en el sistema de referencia arbitrario S' , la forma

$$m\vec{a}' = \vec{F} - m\ddot{\vec{R}} - m\ddot{\vec{\Omega}} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}') - 2m\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{v}' - m\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}' \quad (7.3.1)$$

El primer término a la derecha es la fuerza total que se tiene en el sistema de referencia inercial S . A cada uno de los cuatro términos restantes a la derecha se les suele llamar *seudofuerzas*. De ellos, aquel que es cuadrático en $\vec{\Omega}$ es la *seudofuerza centrífuga* y el que sigue es la *seudofuerza de Coriolis*. El último término se denomina *seudofuerza transversal*.

$-m\ddot{\vec{\Omega}} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}')$	fuerza centrífuga
$-2m\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{v}'$	fuerza de Coriolis
$-m\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}'$	fuerza transversal

La designación “seudofuerzas” no es universal. También se usa las expresiones “fuerzas ficticias”, “fuerzas de d’Alembert” o “fuerzas inerciales”.

En un sentido estricto la Tierra no es un sistema inercial y se verá algunos ejemplos que muestran los consecuentes efectos asociados a las seudofuerzas. Sin embargo para muchos otros fenómenos los efectos noinerciales de la Tierra son tan pequeños que es razonable despreciarlos.

El sistema de referencia S' de un ascensor al que se le acaban de cortar los cables es no inercial. Cae a lo largo del eje Z con aceleración $\ddot{\vec{R}} = \vec{g}$. Respecto al edificio S no hay rotación, esto es, $\vec{\Omega} = 0$ por lo que la ecuación de movimiento de un objeto P soltado dentro del ascensor S' que cae es $m\vec{a}' = m\vec{g} - m\vec{g} = 0$, es decir, P se mueve con velocidad \vec{v}' uniforme. En S' el cuerpo flota libremente. ◀

Ejemplo 1. Normalmente una plomada es un péndulo en reposo y sirve para determinar la dirección vertical: la dirección de la tensión—péndulo en reposo—define la vertical. En el caso de un vehículo S' , representado en la figura 7.4, con aceleración

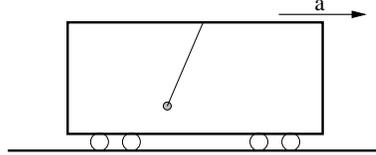


Figura 7.4: En el interior de un carro con aceleración constante \vec{a} hay un péndulo en reposo con respecto al carro.

horizontal constante $d^2\vec{R}/dt^2 = \vec{a} = a\hat{i}$, con respecto a un suelo S inercial, la masa en el extremo del hilo de un péndulo en reposo—con respecto al vehículo—está sometida a las fuerzas: tensión \vec{T} del hilo y a su propio peso, $m\vec{g} = -mg\hat{k}$. La ecuación (7.3.1), tomando en cuenta que $\vec{a}' = 0$ se reduce a $\vec{T} = -m(\vec{g} - \vec{a})$.

Es decir, la plomada determina una “vertical” que apunta en diagonal hacia atrás si $a > 0$. Si alguien camina hacia adelante dentro del vehículo tendrá la sensación de estar subiendo por un plano inclinado caracterizado por una pendiente α tal que $\tan \alpha = a/g$. ◀

Considérese un sistema S' de ejes coordenados con origen en el centro del Sol y tal que un satélite (puede ser la Tierra) está siempre sobre el eje X' .

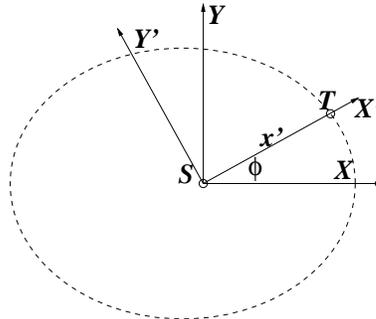


Figura 7.5: Se puede describir el movimiento de un planeta desde dos sistemas de referencias centrados en el Sol. Uno de ellos es inercial y el otro gira de modo que el planeta está siempre sobre el eje X' .

Este sistema S' está rotando a la velocidad angular $\dot{\phi}$ del satélite. Esta vez $\vec{\Omega} = \dot{\phi}\hat{k}$ mientras que $\vec{R} = 0$ todo el tiempo. Entonces $\vec{r}' = r'\hat{i}'$, pero es natural llamar a r a x' ,

por lo cual $\vec{r}' = r\hat{r}'$, $\vec{v}' = \dot{r}\hat{r}'$ y $\vec{a}' = \ddot{r}\hat{r}'$, es decir, por elección de las coordenadas en el sistema S' la aceleración sólo apunta en la dirección del eje X' .

Trabajando la ecuación (7.3.1) se obtiene que

$$m\ddot{r}\hat{r}' = \vec{F}_{\text{gravit}} + m\dot{\phi}^2 r\hat{r}' - \frac{m}{r} \frac{d}{dt} (\dot{\phi} r^2) \hat{j}' \quad (7.3.2)$$

Al igualar separadamente los coeficientes de los dos vectores unitarios se obtiene que $\frac{d}{dt} (\dot{\phi} r^2) = 0$, es decir, $m\dot{\phi} r^2 = \ell$ es constante y la ecuación de movimiento en S' se reduce a

$$m\ddot{r} = -\frac{GMm}{r^2} + \frac{\ell^2}{mr^3} = -\frac{d}{dr} \left(-\frac{GMm}{r} + \frac{\ell^2}{2mr^2} \right) \quad (7.3.3)$$

Así se ha obtenido la ecuación de movimiento unidimensional de una partícula sometida a una energía potencial $-\frac{GMm}{r} + \frac{\ell^2}{2mr^2}$ que contiene la energía potencial gravitacional y al energía potencial asociada a la seudofuerza centrífuga. ◀

Ejemplo 2. La figura 7.6 representa un aro que gira con velocidad angular $\vec{\Omega}$ en torno a un eje vertical que pasa por el centro del aro. El aro barre una superficie esférica. Una partícula puede moverse a lo largo del aro sin ningún tipo de roce. Para

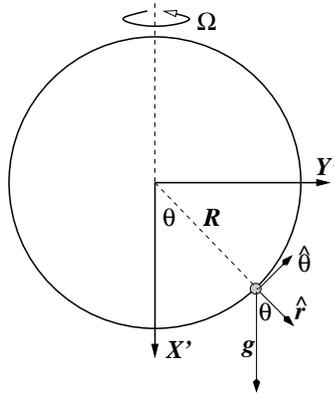


Figura 7.6: Aro gira en torno a diámetro vertical con velocidad angular constante. Una partícula puede deslizarse por él.

escribir la ecuación de movimiento se usará el sistema de referencia no inercial que gira solidariamente con el aro y en este sistema se escoge coordenadas polares en la forma que se muestra en la figura. Puesto que tanto la velocidad angular como \vec{g} son verticales, se escriben en forma similar:

$$\vec{g} = g (\hat{r} \cos \theta - \hat{\theta} \sin \theta)$$

$$\vec{\Omega} = \Omega (\hat{\theta} \sin \theta - \hat{r} \cos \theta)$$

Para el caso presente la ecuación (7.3.1) debe ser considerada con el vector \vec{R} nulo. La ecuación de movimiento completa tiene una componente a lo largo de \hat{r} que solo sirve para determinar el valor de la normal y tiene otra componente a lo largo de $\hat{\theta}$ que es la que más interesa. La posición de la partícula en S' está dada por $\vec{r}' = R \hat{r}$ y las derivadas de los vectores unitarios son

$$\dot{\hat{r}} = \dot{\theta} \hat{\theta}, \quad \dot{\hat{\theta}} = -\dot{\theta} \hat{r} \quad (7.3.4)$$

Puesto que $\vec{r}' = R \hat{r}$ se obtiene que

$$\vec{v}' = R \dot{\theta} \hat{\theta}, \quad \vec{a}' = R (\ddot{\theta} \hat{\theta} - \dot{\theta}^2 \hat{r})$$

Con estas expresiones se puede comprobar, por ejemplo, que tanto $\vec{\Omega}$ como \vec{g} son constantes. La seudofuerza centrífuga se puede calcular y resulta ser

$$-m \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}') = m \Omega^2 R \sin \theta (\hat{r} \sin \theta + \hat{\theta} \cos \theta) \quad (7.3.5)$$

y la seudofuerza de Coriolis apunta en la dirección \hat{k} , perpendicular al plano del aro, por lo que sólo contribuye a la determinación de la normal.

Las fuerzas y seudofuerzas (7.3.1) que tienen componente a lo largo de $\hat{\theta}$ son el peso y la seudofuerza centrífuga por lo que la ecuación queda

$$m R \ddot{\theta} = -m g \sin \theta + m \Omega^2 R \sin \theta \cos \theta \quad (7.3.6)$$

que puede ser vista como un problema con energía potencial U ,

$$U = m g R \left(\frac{R \Omega^2}{4g} \cos(2\theta) - \cos \theta \right) \quad (7.3.7)$$

ya que $-dU/d(R\theta)$ da la fuerza que aparece a la derecha en la ecuación de movimiento (7.3.6). Si $\theta = 0$ la fuerza se anula, es decir, es un punto de equilibrio, pero ¿es estable? La fuerza también se anularía si se cumpliera que

$$\cos \theta = \frac{g}{R \Omega^2}$$

pero esta relación no puede ser cierta bajo cualquier condición porque es necesario que el lado derecho sea menor que 1. Es decir, aparece un segundo punto de equilibrio cuando se cumple

$$\Omega^2 \geq \frac{g}{R}$$

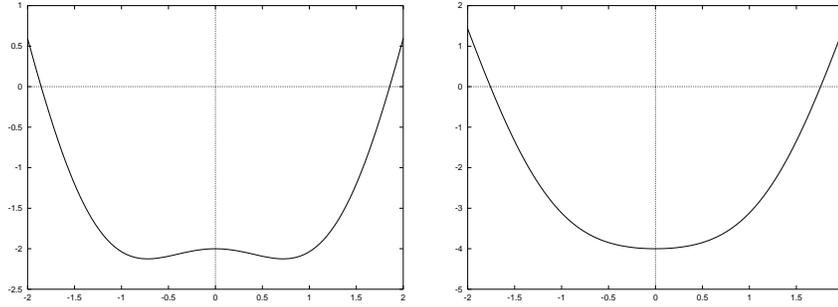


Figura 7.7: Forma del pozo definido en (7.3.7) en los casos en que el punto asociado a $\theta = 0$ es inestable o estable.

El resto del ejemplo puede ser desarrollado como trabajo personal. Se deja como ejercicio demostrar que $\theta = 0$ es estable cuando la desigualdad anterior no se cumple, mientras que el segundo punto de equilibrio es estable cuando esta desigualdad sí se cumple.

Ejemplo 3. Se considera una partícula que se puede mover en una circunferencia de radio R que está en un plano vertical. El centro \mathcal{O}' de la circunferencia rota en torno al origen \mathcal{O} y la distancia entre \mathcal{O} y \mathcal{O}' es R . Se escoge los ejes X y X' verticales hacia abajo como se aprecia en la figura B.2 de modo que

$$\begin{aligned} \vec{g} &= g \hat{\tau}' & \vec{\Omega} &= -\Omega \hat{\tau}' \\ \vec{r}' &= R \hat{\rho}, & \vec{v}' &= R \dot{\phi} \hat{\phi}, & \vec{a}' &= R \ddot{\phi} \hat{\phi} - R \dot{\phi}^2 \hat{\rho} \end{aligned} \quad (7.3.8)$$

El vector desde \mathcal{O} a \mathcal{O}' es $\vec{R} = R \hat{j}'$ y

$$\dot{\vec{R}} = \vec{\Omega} \times \vec{R} = -R\Omega \hat{k}'$$

de donde

$$\ddot{\vec{R}} = \vec{\Omega} \times \dot{\vec{R}} = -R\Omega^2 \hat{j}'$$

Las fuerzas cuya suma es el término \vec{F} en (B.2.9) son la suma del peso y la normal:

$$\vec{F} = m g \hat{\tau}' - N_1 \hat{\rho} - N_2 \hat{k}'$$

Es fácil demostrar que

$$\vec{f}_{\text{centrif}} = m\Omega^2 R \sin \phi \hat{j}' \quad (7.3.9)$$

$$\vec{f}_{\text{Coriolis}} = 2m\Omega R \dot{\phi} \cos \phi \hat{k}' \quad (7.3.10)$$

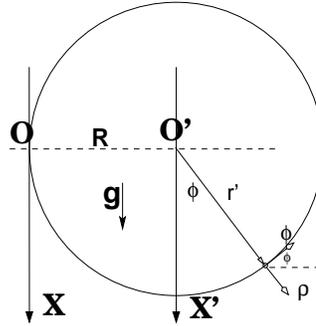


Figura 7.8: El sistema de referencia tiene origen en \mathcal{O} y \mathcal{O}' , que rota en torno a \mathcal{O} dibujando una circunferencia horizontal es el origen de S' .

La aceleración \vec{a}' explicitada en (B.3.1) tiene componentes a lo largo de $\hat{\rho}$ y de $\hat{\phi}$. Puede comprobarse que la ecuación de movimiento en la dirección $\hat{\phi}$ resulta ser

$$mR\ddot{\phi} = -mg \sin \phi + mR\Omega^2 \cos \phi + m\Omega^2 R \sin \phi \cos \phi \quad (7.3.11)$$

Esta ecuación garantiza que la energía

$$E = \frac{1}{2} mR^2 \dot{\phi}^2 + U(\phi) \quad (7.3.12)$$

donde

$$U = -mgR \left(\cos \phi + \frac{R\Omega^2}{g} \left(\sin \phi + \frac{1}{2} \sin^2 \phi \right) \right) \quad (7.3.13)$$

se mantiene constante. Con el parámetro adimensional

$$\gamma \equiv R\Omega^2/g$$

se puede caracterizar diversos tipos de soluciones.

Ejemplo 4. Una vara de largo R_0 gira en un plano horizontal con un extremo fijo a velocidad angular constante Ω . Al extremo móvil de la vara está unido un resorte de largo natural nulo cuyo otro extremo tiene una partícula de masa m . El sistema masa-resorte tiene frecuencia natural ω y se cumple $\omega > \Omega$. Lo que hace menos trivial este problema es que el punto fijo del resorte está fijo al sistema no inercial S' y a distancia R_0 del eje de rotación (y se escoge como origen de S'), a lo largo del eje X' . Se escoge el eje Z en la dirección de la velocidad angular, el eje X' se escoge radial al movimiento e Y' en la dirección $\hat{\phi}$. La ecuación de movimiento (dividida por m) es

$$\begin{aligned} \ddot{x}'\hat{i} + \ddot{y}'\hat{j} &= -\omega^2(x'\hat{i} + y'\hat{j}) \\ &+ R_0\Omega^2\hat{i} - \Omega^2\hat{k} \times (\hat{k} \times (x'\hat{i} + y'\hat{j})) \\ &- 2\Omega\hat{k} \times (v'_x\hat{i} + v'_y\hat{j}) \end{aligned} \quad (7.3.14)$$

Aunque no se ha puesto primas, todos los vectores unitarios corresponden a los ejes de S' . El primer término a la derecha proviene de la fuerza armónica (resorte), el segundo es el que proviene de $-m\ddot{\mathbf{R}}$, los términos tercero y cuarto provienen de las pseudofuerzas centrífuga y de Coriolis respectivamente. La ecuación se reduce a dos ecuaciones escalares

$$\ddot{x}' = R_0\Omega^2 - (\omega^2 - \Omega^2)x' + 2\Omega\dot{y}', \quad \ddot{y}' = -(\omega^2 - \Omega^2)y' - 2\Omega\dot{x}' \quad (7.3.15)$$

Existe una solución estática trivial que corresponde a $y'(t) = 0$, $\ddot{x}' = 0$ y $\dot{x}' = 0$ que arroja un valor x'_0 de x' ,

$$x'_0 = \frac{R_0\Omega^2}{\omega^2 - \Omega^2} \quad \text{¿es estable?}$$

7.4. Nave espacial que rota

Para hacer largos viajes espaciales es conveniente que los astronautas vivan en un ambiente que simule la gravedad terrestre. Esto se logra con una nave que tenga una parte en forma de gran anillo que esté rotando con la velocidad angular apropiada.

Considérese una nave que, como por ejemplo la de la figura 7.9, se mueve en el espacio interestelar con velocidad uniforme, esto es con $d^2\vec{R}/dt^2 = 0$, y tiene una parte con forma de gran anillo de radio r_0 como la que se describe en la figura 7.10. La nave gira con velocidad angular $\vec{\Omega}$ perpendicular al plano de la figura.

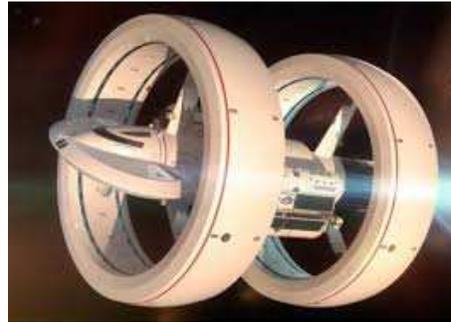


Figura 7.9: Nave espacial con parte toroidal que rota en torno a su eje principal para simular gravedad.

Se denomina $X Y$ a los ejes cartesianos en el sistema inercial y ejes $X' Y'$ los ejes fijos a los anillos que rotan. Ambos sistemas de ejes tienen su origen en el centro de giro de los anillos. La velocidad angular de éstos, con respecto al sistema de referencia inercial, es $\vec{\Omega} = \Omega \hat{k}$.

Sobre un cuerpo soltado muy cerca del suelo no está actuando fuerza real alguna. La ecuación de movimiento (7.3.1) para este caso es

$$\ddot{x}' = \Omega^2 r_0 \quad (7.4.1)$$

y numéricamente se desea que ésta sea la aceleración de gravedad terrestre, es decir, el diseño tiene la condición

$$\Omega^2 r_0 = g \quad (7.4.2)$$

Puede verse que si r_0 es de alrededor de un kilómetro entonces la nave debe girar aproximadamente dando una vuelta por minuto.

Un cuerpo que se mueve por el “corredor central” de la nave mantiene $\rho = r_0$ constante ($\dot{\rho} = 0$) y tanto la seudofuerza centrífuga como la de Coriolis apuntan radialmente:

$$\vec{F}_{\text{centrof}} + \vec{F}_{\text{Coriolis}} = m\Omega r_0 (2\dot{\phi} + \Omega) \hat{\rho}$$

y puede hacerse cero. La ecuación de movimiento completa tiene aceleración y fuerzas solo en la dirección $\hat{\rho}$, incluyendo la normal $\vec{N} = -N \hat{\rho}$, y es

$$-m (r_0 \dot{\phi}^2) = -N + m\Omega r_0 (2\dot{\phi} + \Omega) \Rightarrow N = m r_0 (\dot{\phi} + \Omega)^2$$

Sin embargo, si se deja caer un cuerpo desde el “techo” de la nave, se puede deducir que la caída no es vertical (radial).

Ejemplo. Desde un punto A del techo de la nave se suelta una partícula P, en reposo con respecto a la nave. En el suelo, vertical bajo A está el punto B, figura 7.11. La partícula P golpea al suelo en el punto A' en el instante en que el punto B ha llegado a la posición B'. ¿Cuál es el largo del arco A'B'? Sea r_0 es la distancia del centro al suelo y r_1 la distancia del centro al techo. En el sistema de referencia inercial el cuerpo P en “reposo” en A tiene velocidad $v = \Omega r_1$ y sale tangencial a la circunferencia de radio r_1 hasta llegar a distancia r_0 del centro (el suelo). Esa cuerda tiene largo $\sqrt{r_0^2 - r_1^2}$, por lo que tarda $t =$

$\sqrt{r_0^2 - r_1^2} / (\Omega r_1)$. El ángulo $\phi_A = \angle AOA'$ satisface $\cos \phi_A = \frac{r_1}{r_0}$ o, equivalentemente $\tan \phi_A = \sqrt{r_0^2 - r_1^2} / r_1$. En el tiempo transcurrido, el punto B llega a B' y el ángulo

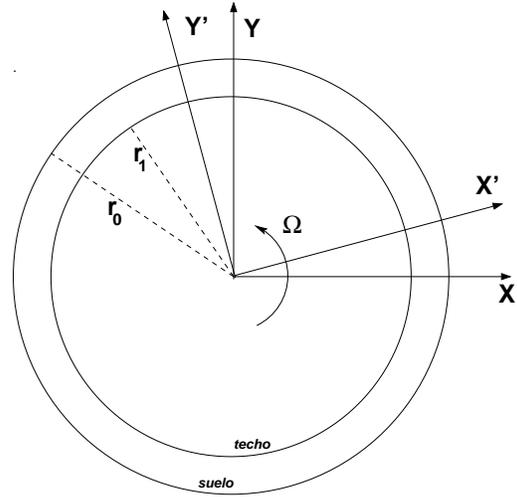


Figura 7.10: La nave tiene gran anillo (toroide se sección rectangular) que rota. El radio desde el centro al suelo es r_0 y hay un “techo” a altura h del suelo, como lo muestra la figura.

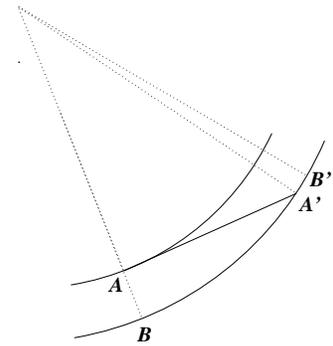


Figura 7.11: Se suelta una partícula desde el punto A del techo y toca el suelo en el punto B.

BOB' es Ωt :

$$\phi_B = \Omega t = \frac{\sqrt{r_0^2 - r_1^2}}{r_1} = \tan \phi_A$$

Si se define $\delta \equiv \frac{r_0 - r_1}{r_0}$, el arco A'B' al más bajo orden en δ es

$$\frac{2\sqrt{2}r_0}{3} \delta^{3/2}$$

Usando $r_0 = 1000\text{m}$ y $h = r_0 - r_1 = 10\text{m}$ se obtiene que este arco es de casi 96cm.

7.5. Efectos de la rotación de la Tierra

7.5.1. Cuestiones generales

La Tierra tiene un movimiento bastante complejo: (a) gira en torno al Sol—movimiento que se suele llamar “de traslación”—, (b) gira sobre sí misma; (c) su eje de rotación tiene un movimiento de precesión con un período de casi 28 siglos (el eje barre un cono de apertura de 47°) y (d) el eje también tiene un movimiento de nutación con período de 18,6 años. Este último es un movimiento del eje definiendo un movimiento cónico que a su vez oscila.

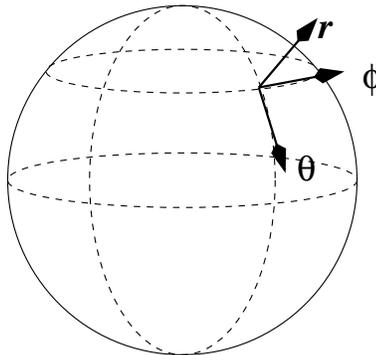


Figura 7.12: *Coordenadas esféricas sobre la superficie de la Tierra.*

Considerando un plano alejado de la Tierra, paralelo al plano de su órbita elíptica, el eje de rotación de la Tierra forma un ángulo de 23° con la normal a ese plano y el movimiento de precesión dibujaría una circunferencia en ese plano. El movimiento de nutación determina que sea una “circunferencia ondulada”.

El efecto que tienen esos movimientos en la calidad de sistema no inercial de la Tierra en experimentos que se hacen a escala humana son despreciables excepto por el movimiento de rotación de la Tierra en torno a su propio eje. En lo que sigue, por tanto, se supondrá que existe un sistema inercial S fijo al centro de la Tierra y un sistema no inercial, también fijo al centro de la Tierra, tan solo que este último tiene ejes fijos a la Tierra, girando con ella.

Así el sistema $S' = \{\mathcal{O}, (X', Y', Z)\}$, fijo a la Tierra, rota con velocidad angular $\vec{\Omega}$ constante con respecto al sistema inercial $S = \{\mathcal{O}, (X, Y, Z)\}$. En tal caso $\vec{R} = 0$ y $Z' = Z$, entonces $\vec{\Omega} = \Omega \hat{k}$. Los vectores posición, velocidad y aceleración de un cuerpo P en la Tierra son, como siempre,

$$\begin{aligned}\vec{r}' &= z \hat{k} + \rho \hat{\rho} \\ \vec{v}' &= \dot{z} \hat{k} + \dot{\rho} \hat{\rho} + \rho \dot{\phi} \hat{\phi} \\ \vec{a}' &= \ddot{z} \hat{k} + (\ddot{\rho} - \rho \dot{\phi}^2) \hat{\rho} + (2\dot{\rho} \dot{\phi} + \rho \ddot{\phi}) \hat{\phi}\end{aligned}\tag{7.5.1}$$

donde ρ es la distancia desde el eje de rotación de la Tierra al punto móvil P y el ángulo ϕ define el meridiano en el cual está P , es decir, es la coordenada cilíndrica ϕ de P con respecto al eje X' fijo al sistema no inercial S' .

Se considerará a la Tierra como un sistema con velocidad angular $\vec{\Omega}$ constante con respecto a un eje fijo—que une al polo norte con el polo sur, la velocidad angular de la Tierra es aproximadamente

$$\Omega_T \approx 7 \times 10^{-5} = 0,00007 \text{ [radianes/segundos]}$$

El radio de la Tierra es $R_T \approx 6,37 \times 10^6 \text{ m}$.

Las únicas seudofuerzas en S' (descritas en coordenadas cilíndricas) son

$$\vec{F}_{\text{centrif}} = m\Omega^2 \rho \hat{\rho}, \quad \vec{F}_{\text{Coriolis}} = 2m\Omega (\rho \dot{\phi} \hat{\rho} - \dot{\rho} \hat{\phi})\tag{7.5.2}$$

La aceleración centrífuga en el ecuador es $R_T \Omega_T^2 = 0,03 \frac{\text{m}}{\text{seg}^2}$.

La velocidad angular de la Tierra alrededor del Sol es $\Omega_{TS} \approx 2 \times 10^{-7}$ [radianes/segundo].

Todo el análisis se hará como si la Tierra estuviese aislada de toda influencia externa y su centro puede ser considerado fijo en un sistema de referencia inercial. En particular se despreciará los efectos que pudieran provenir de la rotación de la Tierra alrededor del Sol, los que son muy pequeños.

El vector radial desde el centro de la Tierra y el vector unitario, tangencial a la superficie esférica y hacia el Sur, expresados en la base de vectores asociados a coordenadas

cilíndricas, son

$$\hat{r} = \frac{z\hat{k} + \rho\hat{\rho}}{\sqrt{z^2 + \rho^2}}, \quad \hat{\theta} = \frac{z\hat{\rho} - \rho\hat{k}}{\sqrt{z^2 + \rho^2}}$$

El vector $\hat{\phi}$ común a coordenadas cilíndricas y esféricas apunta en dirección Este.

Se analizará los efectos de la rotación de la Tierra sobre un cuerpo que se mueve cerca de la superficie de ella, es decir, se toma \vec{g} con valor fijo. La fuerza total sobre este cuerpo, entonces, es

$$\vec{F}^{\text{total}} = \vec{f} + m\vec{g} \quad (7.5.3)$$

donde \vec{f} es la suma de las fuerzas reales: de resorte, de roce, de viscosidad etc excepto el peso que se ha escrito en forma explícita.

La ecuación de movimiento del cuerpo es

$$m\vec{a}' = \vec{f} + m\vec{g} - m\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}') - 2m\vec{\Omega} \times \vec{v}' \quad (7.5.4)$$

La fuerza centrífuga: Si se analiza el término centrífugo se verá que es una fuerza perpendicular al eje de la Tierra, apunta hacia afuera y depende de la latitud, es decir, depende del ángulo θ de coordenadas esféricas. Esta fuerza solo depende de la posición en la Tierra del objeto y resulta natural sumarla con el término de peso produciendo:

$$\begin{aligned} \vec{g}_{\text{local}} &= \vec{g} - \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}') \\ &= \vec{g} + \Omega^2 \rho \hat{\rho} \\ &= -\frac{gz}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} \hat{k} - \left(\frac{g}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} - \Omega^2 \right) \rho \hat{\rho} \end{aligned} \quad (7.5.5)$$

que define la *aceleración de gravedad* que efectivamente actúa en ese lugar. Nótese que \vec{g}_{local} no apunta hacia el centro de la Tierra debido a la aceleración centrífuga. En particular, por tanto, una plomada apunta hacia el centro de la Tierra tan solo en el Ecuador y en los Polos. A la aceleración de gravedad se le agrega un vector en la dirección $\hat{\rho}$ que es perpendicular al eje de rotación de la Tierra. El denominador $\sqrt{z^2 + \rho^2}$ puede ser aproximado al valor R_0 del radio de la Tierra.

♣ *De lo anterior justifique que la superficie del agua en la desembocadura del río Mississippi está más distante del centro de la Tierra que su superficie varios kilómetros "río arriba".*

♣ *Calcule, para un punto a nivel del mar, la razón entre el valor de la aceleración centrífuga en el ecuador, debido a la rotación de la Tierra sobre su eje, y la aceleración de gravedad.*

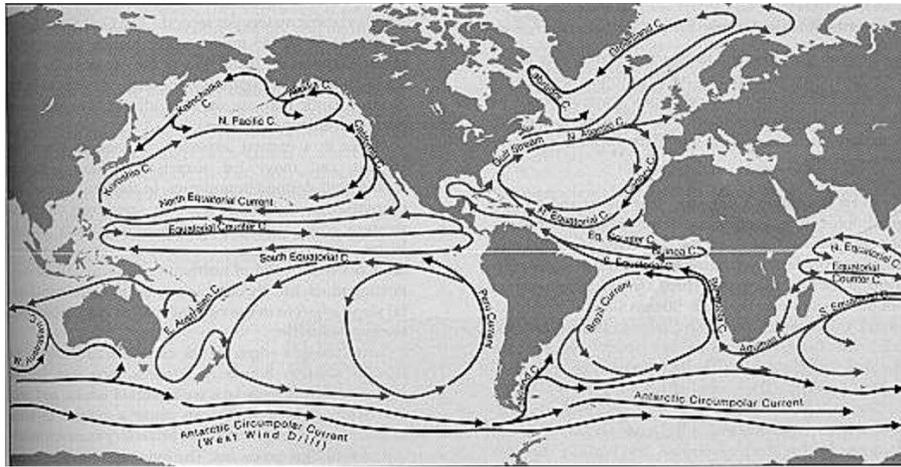


Figura 7.13: La fuerza de Coriolis es la principal responsable del sentido de las corrientes marinas dominantes en los grandes océanos. En el hemisferio norte giran como los punteros de un reloj, y en el hemisferio sur lo hacen en sentido contrario.

♣ Compruebe que al comparar numéricamente los dos términos que hay en el gran paréntesis redondo en (7.5.5), el primero es más de 200 veces más grande que el segundo.

La fuerza de Coriolis: La fuerza de Coriolis es $\vec{F}_{\text{Coriolis}} = -2m\vec{\Omega} \times \vec{v}'$. La Tierra gira hacia el Este, por lo que la regla de la mano derecha da que $\vec{\Omega}$ apunta del polo Sur al polo Norte. La expresión para esta fuerza en coordenadas esféricas es

$$\vec{F}_{\text{Coriolis}} = 2m\Omega \left(\hat{r} r' \dot{\phi} \sin^2 \theta + \hat{\theta} r' \dot{\phi} \sin \theta \cos \theta - \hat{\phi} \left\{ \dot{r}' \sin \theta + r' \dot{\theta} \cos \theta \right\} \right)$$

Los vectores unitarios apuntan: \hat{r} hacia arriba, $\hat{\theta}$ hacia el Sur y $\hat{\phi}$ hacia el Este.

Cuerpo que sube: Este es un caso en el cual $\dot{r}' > 0$, $\dot{\theta} = 0$ y $\dot{\phi} = 0$ y la fuerza de Coriolis se reduce a

$$\hat{\phi} (-2m\Omega \dot{r}' \sin \theta)$$

que es una fuerza que apunta hacia el Oeste. Por ejemplo, el aire que se calienta en contacto con el suelo caliente en las zonas tropicales sube y la fuerza de Coriolis hace que se desvíe hacia el Oeste. En todo el globo, los vientos que dominan en el Ecuador van hacia el Oeste. Si, por el contrario, se deja caer un cuerpo desde el reposo, la fuerza de Coriolis lo desvía hacia el Este.

Combinada con el efecto sobre los aires que en latitudes polares se enfrían y bajan se obtiene el efecto neto que los vientos y océanos en zonas de tamaño continental

tienden a tener un movimiento rotatorio que es (mirado en un mapa) tipo punteros de un reloj en el hemisferio Norte y en el sentido contrario en el hemisferio Sur. Ejemplo: la corriente de Humbolt. El efecto sobre costas Oeste es que acercándose al trópico los aires son cada vez más secos y de ahí la existencia del desierto de Atacama, el de California y el de Namibia.

Cuerpo que se mueve hacia el Sur: Este es un caso en el cual $\dot{r} = 0$, $\dot{\theta} > 0$ y $\dot{\phi} = 0$ y la fuerza de Coriolis se reduce a

$$\hat{\phi} \left(-2m\Omega r' \dot{\theta} \cos \theta \right)$$

que apunta hacia el Oeste en el hemisferio Norte ($\theta < \pi/2$) y apunta hacia el Este en el hemisferio Sur ($\pi/2 < \theta < \pi$). En torno a una máxima de presión los vientos en el hemisferio Sur tienden a girar contra los punteros del reloj. Esto refuerza el efecto ya dicho en torno a los aires que suben o bajan y que determinan los vientos y corrientes marinas dominantes.

Por ejemplo, el tren que va de Santiago a Concepción se apoya más en el riel Este. Las aguas del Nilo, que en el hemisferio Norte fluyen hacia el Norte ($\dot{\theta} < 0$), sienten una fuerza hacia el Este por lo que esa rivera es levemente más alta.

Cuerpo que se mueve hacia el Este: Este es un caso en el cual $\dot{r} = 0$, $\dot{\theta} = 0$ y $\dot{\phi} > 0$ y la fuerza de Coriolis se reduce a una expresión que se escribe en forma muy sencilla en coordenadas cilíndricas

$$2m\Omega\dot{\phi}r\hat{\rho}$$

Esta fuerza es paralela a la fuerza centrífuga y aumenta o disminuye el efecto de la centrífuga según el signo de $\dot{\phi}$. En efecto, un cuerpo que se mueve horizontalmente de Oeste a Este experimenta una fuerza de Coriolis paralela a la fuerza centrífuga. Si se mueve de Este a Oeste estas dos fuerzas son antiparalelas.

De todo lo anterior se puede comprender que Buenos Aires tiene clima húmedo y Santiago tiene clima seco.

♣ *Tómese un sistema de referencia S' con origen en el centro \mathcal{O} de la Tierra y que gira solidariamente con ella, y otro sistema S con el mismo origen pero que no gira. Si un cuerpo, en reposo con respecto a la Tierra S' , es soltado desde una altura h del suelo, tiene un momento angular en S que es $\ell = (R_0 + h)^2 \Omega$ donde R_0 es la distancia desde \mathcal{O} hasta el suelo. Se sabe que ℓ se conserva porque solo está actuando una fuerza central, pero h va cambiando a medida que el cuerpo cae, por tanto la velocidad angular del cuerpo, visto desde S , también va a ir cambiando para poder conservar el valor de ℓ . Analice desde este punto de vista en qué dirección se desvía de la vertical el movimiento a media que cae (norte, sur, este, oeste).*

PÉNDULO DE FOUCAULT: El siguiente problema es sólo para quienes les atrae hacer análisis prolijos y complejos. Ya se sabe que un péndulo plano es un péndulo que oscila en un plano fijo. Este resultado, sin embargo, es válido tan solo en un sistema de referencia inercial. La Tierra al girar, sin embargo, hace que el movimiento sea diferente. Un caso trivial de analizar es el de un péndulo oscilando justo en el polo Sur. El péndulo mantiene su plano fijo mientras el terreno bajo el péndulo gira en torno al eje que pasa justo por el punto fijo en el extremo superior del hilo. Para alguien parado junto al péndulo le va a parecer que el plano del péndulo va girando (es la Tierra y no el péndulo quien gira) y completa una vuelta completa en 24 horas. Analice el caso de un péndulo en Santiago y compruebe que el plano del péndulo hace un giro completo en un tiempo $T = 2\pi/(\Omega \cos \theta)$ donde Ω es la velocidad angular de la Tierra y $\frac{\pi}{2} - \theta$ expresado en grados es la latitud de Santiago. Un péndulo suficientemente estable que permita observar este fenómeno se denomina péndulo de Foucault.

7.5.2. Desviación en caída libre

Consideremos un cuerpo en reposo que, en el Ecuador, es dejado caer desde una altura h de la superficie de la Tierra. La figura 7.14 muestra el plano ecuatorial y los ejes cartesianos del sistema S' que gira solidariamente con la Tierra. Si S tiene sus ejes centrados en el centro de la Tierra, se tiene que $\vec{R} = R\hat{\rho}$ de donde $\dot{\vec{R}} = R\Omega\hat{\phi}$ y $\ddot{\vec{R}} = -R\Omega^2\hat{\rho} = R\Omega^2\hat{j}'$, que es despreciable. Se ha identificado $\hat{\rho} = -\hat{j}'$. Despreciando la fuerza centrífuga, la ecuación de movimiento es

$$\ddot{x}'\hat{i}' + \ddot{y}'\hat{j}' = g\hat{j}' - 2\Omega\hat{k} \times (\dot{x}'\hat{i}' + \dot{y}'\hat{j}')$$

y las condiciones iniciales son $x'(0) = 0$, $\dot{x}'(0) = 0$, $y'(0) = 0$, $\dot{y}'(0) = 0$. La ecuación se separa en

$$\begin{aligned}\ddot{x}' &= 2\Omega\dot{y}' \\ \ddot{y}' &= g - 2\Omega\dot{x}'\end{aligned}$$

De la primera se obtiene $\dot{x}' = 2\Omega y'$ que se reemplaza en la segunda, lo que da

$$\ddot{y}' = g - 4\Omega^2 y' \approx g$$

Tanto este último término como también la corrección a la aceleración de gravedad son de orden Ω^2 y las despreciamos, por lo cual $\dot{y}' = gt$ y finalmente

$$y' = \frac{1}{2}gt^2, \quad \implies \quad t = \sqrt{\frac{2h}{g}}$$

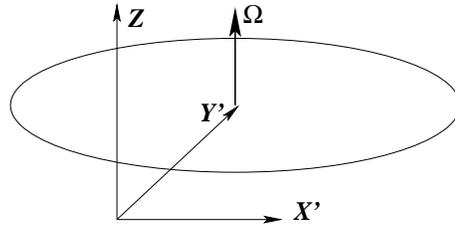


Figura 7.14: Plano del ecuador y ejes del sistema S' .

que es muy conocido. Regresando a $\dot{x}' = 2\Omega y' = \Omega g t^2$ se obtiene

$$x' = \frac{\Omega g}{3} \left(\frac{2h}{g} \right)^{3/2}$$

Si una partícula se lanza desde una altura de unos 60 metros la desviación x es casi un milímetro.

7.5.3. Aproximación al péndulo de Foucault

Se desea estudiar el efecto de la fuerza de Coriolis sobre el movimiento de un péndulo plano en cualquier punto de la Tierra. En un sistema inercial la ecuación se reduce a la forma $R\ddot{\phi} = -g \sin \phi$, pero si la amplitud de oscilación es pequeña, el factor $\sin \phi$ se puede aproximar a ϕ de modo que la ecuación se reduce a la de un oscilador horizontal simple.

En el caso actual se estudiará el efecto de la fuerza de Coriolis sobre el movimiento de un oscilador horizontal simple. La ecuación es

$$m\ddot{\vec{r}} = -k\vec{r} - 2m\vec{\Omega} \times \dot{\vec{r}} \quad (7.5.6)$$

En la figura 7.15 se representa un plano horizontal local y ejes cartesianos tales que Z es el eje vertical local, mientras que X e Y son ejes en el plano. Tal como lo sugiere la figura, en el plano XY se usa coordenadas polares. El eje X se escoge en el plano que definen Z y el vector $\vec{\Omega}$ de la velocidad angular de la Tierra y λ es el ángulo entre $\vec{\Omega}$ y X de modo que

$$\vec{\Omega} = \hat{k} \sin \lambda + (\hat{\rho} \cos \phi - \hat{\phi} \sin \phi) \cos \lambda \quad (7.5.7)$$

Se supondrá además que la frecuencia ω del oscilador es mucho más grande que Ω ,

$$\omega \gg \Omega \quad (7.5.8)$$

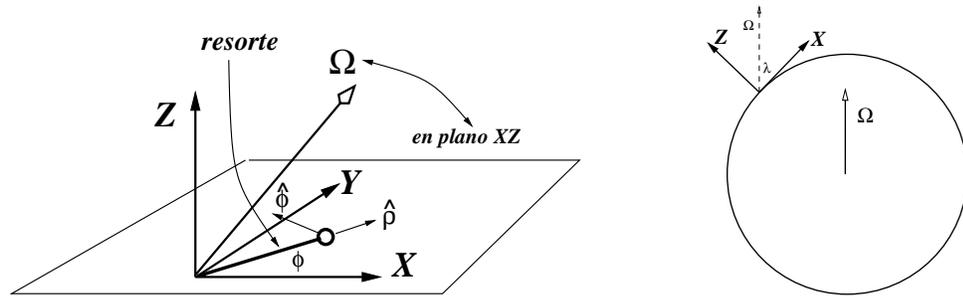


Figura 7.15: Un péndulo de pequeña amplitud puede ser aproximado a un oscilador horizontal con frecuencia característica $\omega = \sqrt{g/R}$. La velocidad angular $\vec{\Omega}$ está, por definición, en el plano XZ y forma un ángulo λ con el eje X. El resorte está en el plano horizontal XY y define la dirección $\hat{\rho}$.

Se desea estudiar el efecto de la fuerza de Coriolis sobre el movimiento de un péndulo plano en cualquier punto de la Tierra. En un sistema inercial la ecuación se reduce a la forma $R\ddot{\phi} = -g \sin \phi$, pero si la amplitud de oscilación es pequeña, el factor $\sin \phi$ se puede aproximar a ϕ de modo que la ecuación se reduce a la de un oscilador horizontal simple.

Al escribir la ecuación vectorial completa

$$(\ddot{r} - r\dot{\phi}^2)\hat{\rho} + (2\dot{r} + r\ddot{\phi})\hat{\phi} = -\omega^2 r - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}$$

se extrae la ecuación a lo largo de $\hat{\rho}$ que no presenta sino la descripción de las oscilaciones y de la ecuación a lo largo de $\hat{\phi}$ se obtiene el giro de la dirección de oscilación. La ecuación que resulta es

$$2\dot{\rho}\dot{\phi} + \rho\ddot{\phi} + 2\dot{\rho}\Omega \sin \lambda = 0 \quad (7.5.9)$$

Para proseguir se hace las siguientes hipótesis:

ρ oscila con frecuencia ω , esto es, $\dot{\rho} \propto \omega$

ϕ varía debido a Ω por lo que $\dot{\phi} \propto \Omega$ (**)

lo anterior sugiere que $\ddot{\phi} \propto \Omega^2$

Se hace razonable, a la luz de (7.5.8), despreciar el término $\rho\ddot{\phi}$ que hay en (7.5.9). Se despeja entonces que

$$\dot{\phi} = -\Omega \sin \lambda \quad (7.5.10)$$

que es consistente con (**).

Puesto que el oscilador oscila en forma simétrica con respecto al origen, se considera que su período de precesión corresponde a haber rotado 180° , esto es

$$T_{\text{precesion}} = \frac{\pi}{\dot{\phi}} = \frac{\pi}{\Omega \sin \lambda} \quad (7.5.11)$$

Por otro lado el período de rotación de la Tierra es $T_{\text{Tierra}} = \pi/\Omega = \text{un día}$, se despeja que $\Omega = 2\pi/(24 \text{ horas})$ lo que determina que

$$T_{\text{precesion}} = \frac{24 \text{ horas}}{2 \sin \lambda} \quad (7.5.12)$$

La precesión es de 12 horas en el polo y va aumentando al ir hacia el Ecuador, donde diverge, esto es, no hay precesión.

7.5.4. En plano XY barra 2 gira en extremo de barra 1 que gira

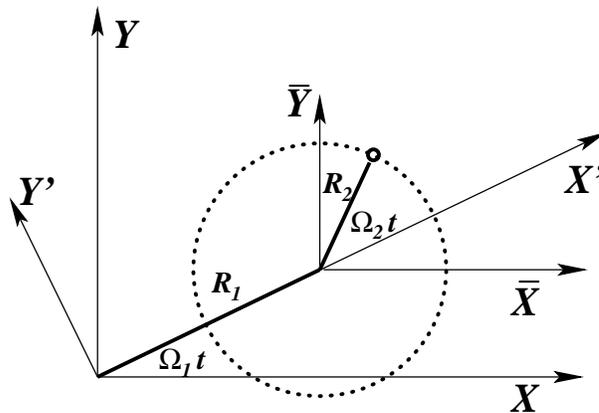


Figura 7.16: Barra de largo R_1 gira con velocidad angular Ω_1 y en su extremo tiene barra de largo R_2 que gira, con respecto a la primera barra, con velocidad angular Ω_2 .

Como se ilustra en la figura 7.16 una barra de largo R_1 gira con velocidad angular Ω_1 en torno al origen de un sistema inercial S_1 . En el otro extremo de la barra hay otra barra de largo R_2 que gira, con respecto a la barra anterior, con velocidad angular Ω_2 . Se pide la tensión de la segunda barra usando el lenguaje de distintos sistemas de referencia. Aparte del sistema de referencia S_1 inercial, la figura adjunta muestra el

sistema S' que tiene origen común con S pero cuyo eje X' es solidario con la primera barra.

$$S': \vec{R} = 0, \quad \vec{\Omega} = \Omega_1 \hat{k}.$$

$$\vec{r}' = R_1 \hat{i}' + R_2 \hat{p}' \Rightarrow \vec{v}' = R_2 \Omega_2 \hat{\phi}' \Rightarrow \vec{a}' = -R_2 \Omega_2^2 \hat{p}'$$

$$\vec{F}_{\text{centrif}} = -m \Omega_1 \hat{k} \times (\Omega_1 \hat{k} \times (R_1 \hat{i}' + R_2 \hat{p}')) = m \Omega_1^2 (R_1 \hat{i}' + R_2 \hat{p}')$$

$$\vec{F}_{\text{Coriolis}} = -2m \Omega_1 \hat{k} \times R_2 \Omega_2 \hat{\phi}' = 2m \Omega_1 \Omega_2 R_2 \hat{p}'$$

con lo que la ecuación de movimiento es

$$-m R_2 \Omega_2^2 \hat{p}' = \vec{F} + m \omega_1^2 (R_1 \hat{i}' + R_2 \hat{p}') + 2m \Omega_1 \Omega_2 R_2 \hat{p}'$$

$$\bar{S}: \vec{R} = R_1 \hat{p}, \quad \vec{\Omega} = 0.$$

Se define los vectores

$$\begin{aligned} \vec{R}_1 &= R_1 (\hat{i} \cos \Omega_1 t + \hat{j} \sin \Omega_1 t) \\ \vec{R}_2 &= R_2 (\hat{i}' \cos \Omega_2 t + \hat{j}' \sin \Omega_2 t) \end{aligned}$$

donde

$$\begin{aligned} \hat{i}' &= \hat{i} \cos \Omega_1 t + \hat{j} \sin \Omega_1 t \\ \hat{j}' &= \hat{j} \cos \Omega_1 t - \hat{i} \sin \Omega_1 t \end{aligned}$$

En S : la posición de P es $\vec{r} = \vec{R}_1 + \vec{R}_2$ esto es,

$$\begin{aligned} \vec{r} &= R_1 (\hat{i} \cos \Omega_1 t + \hat{j} \sin \Omega_1 t) + R_2 (\hat{i} \cos(\Omega_1 + \Omega_2)t + \hat{j} \sin(\Omega_1 + \Omega_2)t) \\ \vec{v} &= R_1 \Omega_1 (-\hat{i} \sin \Omega_1 t + \hat{j} \cos \Omega_1 t) \\ &\quad + R_2 (\Omega_1 + \Omega_2) (-\hat{i} \sin(\Omega_1 + \Omega_2)t + \hat{j} \cos(\Omega_1 + \Omega_2)t) \\ \vec{a} &= -R_1 \Omega_1^2 (\hat{i} \cos \Omega_1 t + \hat{j} \sin \Omega_1 t) \\ &\quad - R_2 (\Omega_1 + \Omega_2)^2 (\hat{i} \cos(\Omega_1 + \Omega_2)t + \hat{j} \sin(\Omega_1 + \Omega_2)t) \\ &= -\Omega_1^2 \vec{R}_1 - (\Omega_1 + \Omega_2)^2 \vec{R}_2 \end{aligned}$$

En S' : El vector relativo \vec{R} es nulo y la velocidad angular de S' es $\Omega_1 \hat{k}$;

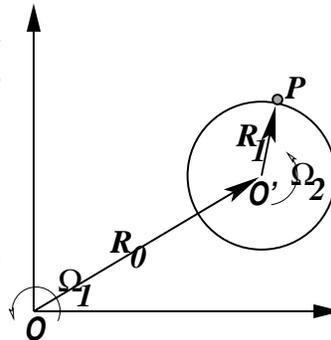
$$\begin{aligned} \vec{r}' &= R_1 \hat{i}' + R_2 (\hat{i} \cos \Omega_2 t + \hat{j} \sin \Omega_2 t) \\ \vec{v}' &= \dots \end{aligned}$$

♣ *Determine las pseudofuerzas de este caso.*

7.6. Problemas

- 7.1 Una vara con un extremo en un punto O fijo al sistema inercial S , gira con velocidad angular constante $\vec{\Omega}_1$ en torno a O en el plano XY de S .

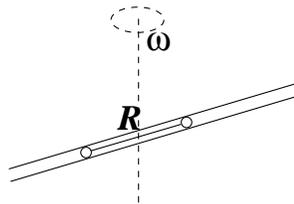
El otro extremo de la vara de largo R_0 es el punto O' . Se pide escribir la ecuación de movimiento (7.3.1) para el punto masivo P , masa m , que gira, en torno a O' con velocidad uniforme $\vec{\Omega}_2$ con respecto a la vara, como lo indica la figura. (a) Obtenga la ecuación de movimiento de P en el sistema de



referencia S' centrado en O' y que mantiene sus ejes paralelos a los del sistema inercial S ; (b) idem para el sistema S'' , también centrado en O' pero con sus ejes girando de tal modo que P siempre está sobre el eje X'' .

- 7.2 Dos partículas de masa m , unidas por un alambre rígido de masa despreciable y largo R , pueden moverse a lo largo del interior de un tubo. El tubo está girando barriendo un plano horizontal con velocidad angular constante ω .

a) Decida si la posición simétrica (las partículas en reposo y a igual distancia del centro de giro) es estable o no. b) Si el punto medio del alambre ahora es colocado a una pequeña distancia d del centro de giro ¿Qué rapidez, con respecto del tubo, tiene el sistema cuando esa distancia crece hasta el valor R ? c) Compare la energía inicial y final del movimiento anterior y comente.



- 7.3 En dos dimensiones la posición de O' siempre puede escribirse como $\vec{R} = R(t)(\hat{i} \cos \phi + \hat{j} \sin \phi)$ donde $\phi = \phi(t)$. Se escoge \hat{j}' en la dirección de $\dot{\vec{R}}$, es decir, por definición $\dot{\vec{R}} = \dot{R}\hat{j}'$. Es tal caso la velocidad angular Ω , apunta en la dirección perpendicular al plano y su magnitud es $\dot{\alpha}$ donde $\cos \alpha = \hat{j} \cdot \hat{j}'$. Determine Ω en general. Luego especialice su resultado al caso $\phi = \omega t$ y $R = R_0 \exp[B \omega t]$, donde B es una constante cualquiera.

- 7.4 Un anillo de masa m se puede mover solo a lo largo de un vara que tiene un extremo fijo O y gira—en el plano XY del sistema inercial S —con velocidad angular Ω . El anillo está unido a un resorte (enrollado a lo largo de la vara), de

largo natural ρ_0 y constante elástica k . Escriba la ecuación de movimiento del anillo en el sistema S' que gira junto a la vara (la vara es el eje X'), obtenga su punto de equilibrio y las pequeñas oscilaciones en torno a él.

- 7.5 *Una vara gira en un plano con velocidad angular constante $\vec{\Omega} = \Omega \hat{k}$ barriendo un plano fijo. Una cuenta de collar de masa m puede deslizarse por la vara. El contacto cuenta-vara se caracteriza por los coeficientes de roce μ_e y μ_d . No hay gravedad. Si S es un sistema de referencia inercial fijo al plano de giro y S' es un sistema de referencia no inercial cuyo eje X' coincide todo el tiempo con la vara, determine (a) la fuerza centrífuga y de Coriolis que actúan sobre la cuenta en el sistema de referencia S' . (b) Obtenga la ecuación de movimiento de la cuenta y la ecuación que determina la fuerza normal. Decida bajo qué condiciones (si es que hay alguna) la cuenta podría estar estática con respecto a la vara. (c) Resuelva la ecuación de movimiento suponiendo que en el instante $t = 0$ la cuenta parte del centro de giro con rapidez v_0 , con respecto a la vara.*
- 7.6 *Se tiene una cuña de ángulo α , oscilando horizontalmente tal que $\overline{OO'} = x = A \sin \omega t$. Sobre la cara inclinada de la cuña, a altura h sobre el eje X , hay un cuerpo de masa m que tiene, con la superficie inclinada, un coeficiente de roce estático μ . Se da como dato que si la cuña no oscilara el cuerpo no deslizaría. Si se conoce A , se pide una condición sobre ω para que el cuerpo no se mueva con respecto a la cuña.*

Capítulo 8

Sistemas de partículas y dinámica de cuerpos rígidos

8.1. Repaso

En §2.2 se presentó una serie de conceptos para el caso de un sistemas de partículas. El momento angular de estos sistemas fue presentado en §2.3.1 y la energía cinética de sistemas fue vista en §4.3. Un sistema de dos partículas fue visto especialmente en §2.4.

8.1.1. Centro de masa G y posiciones con respecto a G

En la sección §2.2 se dio algunas de las definiciones básicas necesarias para describir sistemas de muchas partículas. Entre ellos, la masa total del sistema y la posición y velocidad del centro de masa G ,

$$M = \sum_{k=1}^N m_a, \quad \vec{R}_G = \frac{1}{M} \sum_{a=1}^N m_a \vec{r}_a, \quad \vec{V}_G = \frac{1}{M} \sum_{a=1}^N m_a \vec{v}_a \quad (8.1.1)$$

El centro de masa tiene como ecuación de movimiento

$$M \frac{d\vec{V}_G}{dt} = \vec{F}^{\text{total}} \quad \text{donde} \quad \vec{F}^{\text{total}} = \sum_{a=1}^N \vec{f}_a^{\text{ext}} \quad (8.1.2)$$

y se demostró que la fuerza \vec{F}^{total} es la suma de las fuerzas externas sobre el sistema.

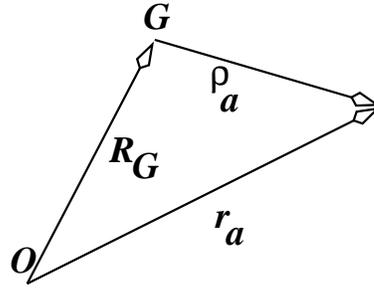


Figura 8.1: G es el centro de masa, \vec{R}_G es la posición de G y $\vec{\rho}_a$ es el vector posición de la partícula a desde G .

La posición de la partícula a se puede descomponer según

$$\vec{r}_a = \vec{R}_G + \vec{\rho}_a. \quad (8.1.3)$$

8.1.2. Momento angular

En §2.2 también se definió el momento angular total del sistema y se vió que obedece la ecuación

$$\frac{d\vec{l}_O}{dt} = \sum_a \vec{r}_a \times \vec{f}_a^{\text{ext}} \quad (8.1.4)$$

Hasta aquí se ha trabajado sólo con un sistema inercial S .

También se define el momento angular con respecto a centro de masa G

$$\begin{aligned} \vec{l}_G &= \sum_a m_a \vec{\rho}_a \times \vec{v}_a \\ &= \sum_a m_a \vec{\rho}_a \times \dot{\vec{\rho}}_a \end{aligned} \quad (8.1.5)$$

y el momento angular de la masa total ubicada en el centro de masa

$$\vec{l}_O^G = M \vec{R}_G \times \vec{V}_G \quad (8.1.6)$$

de modo que se cumple que

$$\vec{l}_O = \vec{l}_O^G + \vec{l}_G \quad (8.1.7)$$

La dinámica de \vec{l}_G se obtiene a partir de tomar la derivada $\dot{\vec{l}}_G = \sum m_a \vec{\rho}_a \times \ddot{\vec{\rho}}_a$ y hacer uso de que $m_a \ddot{\vec{\rho}}_a = m_a \ddot{\vec{r}}_a - m_a \ddot{\vec{R}}_G$. El primer término es la fuerza total \vec{F}_a

sobre la partícula α mientras que el segundo, al sumar sobre α , se anula porque queda $(\sum_{\alpha} m_{\alpha} \vec{\rho}_{\alpha}) \times \ddot{\vec{R}}_G$ por lo cual

$$\dot{\vec{\ell}}_G = \vec{\tau}_G \equiv \sum_{\alpha} \vec{\rho}_{\alpha} \times \vec{F}_{\alpha} \quad (8.1.8)$$

Todo esto fue visto en el capítulo 2. También se vió que

$$\begin{aligned} \vec{\tau}_O &= \vec{R}_G \times \sum_{\alpha} \vec{f}_{\alpha}^{\text{ext}} + \sum_{\alpha} \vec{\rho}_{\alpha} \times \vec{f}_{\alpha}^{\text{ext}} \\ &= \vec{\tau}_O^G + \vec{\tau}_G \end{aligned} \quad (8.1.9)$$

de modo que también

$$\dot{\vec{\ell}}_O^G = \vec{\tau}_O^G \quad (8.1.10)$$

8.2. Momento angular y matriz de inercia

8.2.1. Generalidades

Por el momento se supondrá que se tiene un sistema rígido que consta de N masas puntuales, m_{α} , con posiciones \vec{r}_{α} con respecto al sistema inercial S y con posiciones \vec{r}_{α}' en el sistema S' . El sistema es rígido en el sentido que las distancias entre las partículas se mantienen fijas.

Si se designa \vec{R} al vector que va desde O al origen O' se tiene que

$$\vec{r}_{\alpha} = \vec{R} + \vec{r}_{\alpha}' \quad \Rightarrow \quad \vec{v}_{\alpha} = \dot{\vec{R}} + \Omega \times \vec{r}_{\alpha}' \quad (8.2.1)$$

debido a que $\vec{v}_{\alpha}' = 0$ porque las α , por definición, están en reposo en S' .

También se define el sistema de referencia S'' que tiene el origen en el mismo punto O' que S' , pero que mantiene sus ejes paralelos a los del sistema inercial S , y por lo tanto $\vec{\Omega}'' = 0$.

Relaciones similares pero usando S'' en lugar de S' son

$$\vec{r}_{\alpha} = \vec{R} + \vec{r}_{\alpha}'' \quad \Rightarrow \quad \vec{v}_{\alpha} = \dot{\vec{R}} + \vec{v}_{\alpha}'' \quad (8.2.2)$$

ya que la velocidad angular Ω'' asociada a S'' es cero. Comparando (8.2.1) con (8.2.2) es claro que $\vec{v}_{\alpha}'' = \Omega \times \vec{r}_{\alpha}'$.

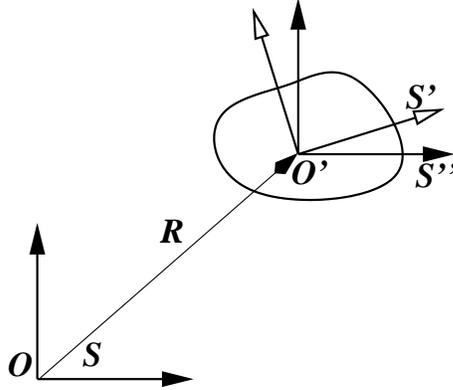


Figura 8.2: Se tiene un sistema inercial S con origen en O y dos sistemas con origen en el punto O' fijo al sistema móvil: S' y S'' . El primero, S' , tiene ejes que se mueven solidariamente con el sistema extendido—por lo tanto girando con velocidad angular $\vec{\Omega}$ con respecto a S —mientras que S'' mantiene sus ejes paralelos a los de S .

De (8.2.1) se desprende que

$$\vec{\ell}_O = \sum_a m_a \vec{R} \times \dot{\vec{R}} + \sum_a m_a \vec{R} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}_a') + \sum_a m_a \vec{r}_a' \times \dot{\vec{R}} + \sum_a m_a \vec{r}_a' \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}_a') \quad (8.2.3)$$

En el segundo y tercer término del lado derecho hay factores que no dependen del índice a , por lo que pueden ser factorizados fuera de la suma y las sumas quedan reducidas a $\sum_a m_a \vec{r}_a'$ que no es sino $M\vec{R}_G'$, donde \vec{R}_G' es la posición del centro de masa del sistema en el sistema S' , de modo que

$$\vec{\ell}_O = \sum_a m_a \vec{R} \times \dot{\vec{R}} + M\vec{R} \times (\vec{\Omega} \times \vec{R}_G') + M\vec{R}_G' \times \dot{\vec{R}} + \underbrace{\sum_a m_a \vec{r}_a' \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}_a')}_{(*)} \quad (8.2.4)$$

El último término puede ser reducido a una forma de gran interés.

Se comienza haciendo uso de la identidad vectorial $\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{a} \cdot \vec{c} \vec{b} - \vec{a} \cdot \vec{b} \vec{c}$:

$$(*) = \sum_a m_a (r_a'^2 \vec{\Omega} - \vec{r}_a' \cdot \vec{\Omega} \vec{r}_a')$$

Tomando la i -ésima componente de la expresión anterior y usando que

$$\vec{r}_a' \cdot \vec{\Omega} = \sum_{j=1}^3 r_{aj}' \Omega_j$$

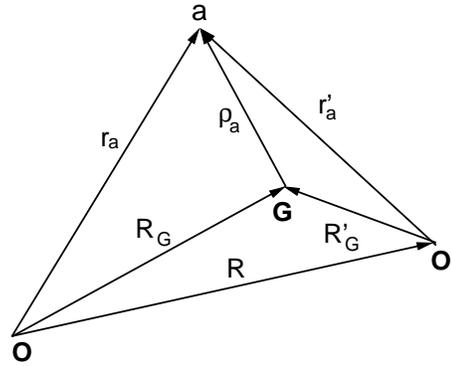


Figura 8.3: Relación entre los distintos vectores que se usa.

se tiene

$$(*)_i = \sum_{a=1}^N \sum_{j=1}^3 m_a \left(r_a'^2 \delta_{ij} - r'_{ai} r'_{aj} \right) \Omega_j = \sum_j \mathbf{I}_{ij}^{\mathcal{O}'} \Omega_j \quad (8.2.5)$$

donde la *matriz de inercia* $\mathbf{I}_{ij}^{\mathcal{O}'}$ del sistema con respecto al origen \mathcal{O}' se define por

$$\mathbf{I}_{ij}^{\mathcal{O}'} = \sum_{a=1}^N m_a \left(r_a'^2 \delta_{ij} - r'_{ai} r'_{aj} \right) \quad (8.2.6)$$

Con esto el momento angular del sistema con respecto al origen \mathcal{O} de S es

$$\vec{l}_{\mathcal{O}} = M \vec{R} \times \dot{\vec{R}} + M \vec{R} \times \left(\vec{\Omega} \times \vec{R}_G' \right) + M \vec{R}_G' \times \dot{\vec{R}} + \mathbf{I}^{\mathcal{O}'} \vec{\Omega} \quad (8.2.7)$$

El formalismo está diseñado para que la matriz de inercia siempre sea calculada en el sistema S' fijo al cuerpo. De este modo, ya que el cuerpo es rígido, *la matriz de inercia no depende del tiempo*.

8.2.2. El caso $\mathcal{O}' = G$

En el caso $\mathcal{O}' = G$ se cumple que el vector $\vec{R}_G' \equiv 0$ mientras que $\vec{r}_a' = \vec{\rho}_a$ y el vector $\vec{R} \equiv \vec{R}_G$. El momento angular se escribe

$$\vec{l}_{\mathcal{O}} = M \vec{R}_G \times \dot{\vec{V}}_G + \vec{l}_G \quad (8.2.8)$$

donde

$$\vec{l}_G = \mathbf{I}^G \vec{\Omega} \quad (8.2.9)$$

Puesto que $\dot{\vec{\ell}}_{\mathcal{O}} = \vec{\tau}_{\mathcal{O}}$ se tiene que

$$M\vec{R}_G \times \ddot{\vec{R}}_G + \mathbf{I}^G \dot{\vec{\Omega}} = \vec{\tau}_{\mathcal{O}} \quad (8.2.10)$$

8.2.3. Sistema rígido con punto P fijo en S

En este caso es conveniente escoger $P = \mathcal{O} = \mathcal{O}'$ por lo que $\vec{R} = 0$ y (8.2.7) se simplifica a

$$\vec{\ell}_P = \mathbf{I}^P \vec{\Omega} \quad (8.2.11)$$

La expresión (8.2.11) permite ver que en general el momento angular no es paralelo a la velocidad angular y se tiene que

$$\dot{\vec{\ell}}_P = \mathbf{I}^P \dot{\vec{\Omega}} \implies \mathbf{I}^P \dot{\vec{\Omega}} = \vec{\tau}_P \quad (8.2.12)$$

En el caso particular en que la velocidad angular es proporcional a uno de los autovectores de \mathbf{I}^P los vectores $\vec{\ell}_P$ y $\vec{\Omega}$ sí son paralelos.

8.3. La estructura de una matriz de inercia

8.3.1. Su forma matricial

Las matrices de inercia en el caso de sistemas de muchos puntos masivos tiene la forma típica

$$I_{ij} = \sum_{a=1}^N m_a (r_a^2 \delta_{ij} - r_{ai} r_{aj}) \quad (8.3.1)$$

Por ejemplo

$$I_{11} = \sum_a m_a (r_a^2 - x_a^2) = \sum_a m_a (y_a^2 + z_a^2)$$

y los tres elementos diagonales son:

$$\begin{aligned} I_{11} &= \sum_a m_a (y_a^2 + z_a^2) \\ I_{22} &= \sum_a m_a (z_a^2 + x_a^2) \\ I_{33} &= \sum_a m_a (x_a^2 + y_a^2) \end{aligned} \quad (8.3.2)$$

La matriz de inercia en forma matricial es

$$\mathbf{I} = \sum_a m_a \begin{pmatrix} y_a^2 + z_a^2 & -x_a y_a & -x_a z_a \\ -x_a y_a & z_a^2 + x_a^2 & -y_a z_a \\ -x_a z_a & -y_a z_a & x_a^2 + y_a^2 \end{pmatrix} \quad (8.3.3)$$

que es real y simétrica. Se verá también que sus autovalores son nonegativos. Los tres autovalores de \mathbf{I} se denominan los *momentos de inercia principales* del sistema mientras que los autovectores definen los *ejes principales*.

Si se trata de una distribución continua de masa la matriz de inercia se define como sigue

$$\begin{aligned} I_{ij} &= \int \lambda(\vec{r}) (r^2 \delta_{ij} - x_i x_j) ds && \text{caso lineal} \\ I_{ij} &= \int \sigma(\vec{r}) (r^2 \delta_{ij} - x_i x_j) dS && \text{caso laminar} \\ I_{ij} &= \int \rho(\vec{r}) (r^2 \delta_{ij} - x_i x_j) dV && \text{caso volumétrico} \end{aligned} \quad (8.3.4)$$

o más económicamente

$$I_{ij} = \int (r^2 \delta_{ij} - x_i x_j) dm \quad (8.3.5)$$

donde el elemento de masa dm es producto de la densidad de masa por el elemento de línea, superficie o volumen según lo que corresponda,

$$dm = \begin{cases} \lambda ds \\ \sigma dS \\ \rho dV \end{cases} \quad (8.3.6)$$

El caso de I^G es

$$I^G = \int \begin{pmatrix} \rho_y^2 + \rho_z^2 & -\rho_x \rho_y & -\rho_x \rho_z \\ -\rho_x \rho_y & \rho_z^2 + \rho_x^2 & -\rho_y \rho_z \\ -\rho_x \rho_z & -\rho_y \rho_z & \rho_x^2 + \rho_y^2 \end{pmatrix} dm. \quad (8.3.7)$$

El centro de masa en estos casos continuos es una integral de $\frac{1}{M} \vec{r}$ multiplicado por la densidad que corresponda y se integra sobre todo el cuerpo,

$$\vec{R}_G = \frac{1}{M} \int \vec{r} dm. \quad (8.3.8)$$

La matriz de inercia es aditiva: La definición de matriz de inercia, (8.3.1), contiene N sumandos, uno por cada partícula del sistema. En algunos casos puede ser útil separar a un sistema rígido en dos sistemas con N_1 y N_2 partículas cada uno, $N = N_1 + N_2$ y en tal caso la matriz de inercia se puede separar en dos, una con índices α que toma N_1 valores y la otra que toma el resto de los valores. La matriz de inercia del sistema completo no es más que la suma de las dos matrices de inercia parciales,

$$I_{ij}^P = {}^{(1)}I_{ij}^P + {}^{(2)}I_{ij}^P \quad (8.3.9)$$

De la misma manera, la matriz de inercia de un sistema continuo puede definirse integrando separadamente volúmenes escogidos del cuerpo en cuestión.

8.3.2. Teorema de Steiner

Si \mathbf{I}^P es la matriz de inercia con respecto a ciertos ejes con origen en un punto P , se verá su relación con la matriz de inercia con respecto al sistema con centro de masa G y ejes paralelos a los anteriores. La relación entre los vectores posición es

$$\vec{r}_a = \vec{R}_G + \vec{\rho}_a \quad \text{con}$$

$$\begin{aligned} \sum m_a r_a^2 &= \sum_a m_a \left(\rho_a^2 + R_G^2 + 2\vec{\rho}_a \cdot \vec{R}_G \right) \\ &= \sum_a m_a \rho_a^2 + MR_G^2 \end{aligned}$$

mientras que

$$\begin{aligned} \sum_a m_a x_{ai} x_{aj} &= \sum_a m_a (\rho_{ai} \rho_{aj} + R_{Gi} \rho_{aj} + \rho_{ai} R_{Gj} + R_{Gi} R_{Gj}) \\ &= \sum_a m_a \rho_{ai} \rho_{aj} + MR_{Gi} R_{Gj} \end{aligned}$$

lo que determina, al reemplazar en la definición de las matrices de inercia (todas de la forma (8.3.1)), que

$$I_{ij}^P = I_{ij}^G + M \left(R_G^2 \delta_{ij} - R_{Gi} R_{Gj} \right) \quad \text{teorema de Steiner} \quad (8.3.10)$$

donde

$$I_{ij}^G = \sum_a m_a \left(\rho_a^2 \delta_{ij} - \rho_{ai} \rho_{aj} \right) \quad (8.3.11)$$

y \vec{R}_G es el vector \overrightarrow{PG} .

Si se usa la notación $\vec{R}_G = (X, Y, Z)$ el teorema de Steiner toma la forma

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^P &= \sum_a m_a \begin{pmatrix} \rho_{ay}^2 + \rho_{az}^2 & -\rho_{ax} \rho_{ay} & -\rho_{ax} \rho_{az} \\ -\rho_{ax} \rho_{ay} & \rho_{az}^2 + \rho_{ax}^2 & -\rho_{ay} \rho_{az} \\ -\rho_{ax} \rho_{az} & -\rho_{ay} \rho_{az} & \rho_{ax}^2 + \rho_{ay}^2 \end{pmatrix} \\ &+ M \begin{pmatrix} Y^2 + Z^2 & -XY & -XZ \\ -XY & Z^2 + X^2 & -YZ \\ -XZ & -YZ & X^2 + Y^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (8.3.12)$$

EJERCICIO: Escriba la relación (8.3.10) para dos puntos P_1 y P_2 y reste ambas relaciones. Vea que obtiene una relación entre \mathbf{I}^{P_1} e \mathbf{I}^{P_2} .

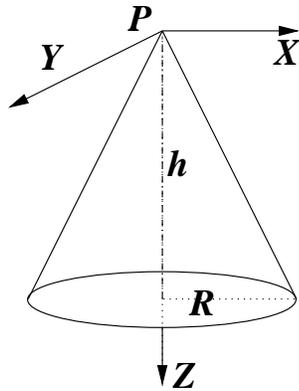


Figura 8.4: Un cono con vértice en P , altura h y radio basal R . El ángulo de apertura del cono es $\theta = \arctan \frac{R}{h}$.

8.3.3. Dos ejemplos para desarrollar

(a) En el primero caso se trata de una vara de largo h , ($0 \leq z \leq h$) con densidad variable $\lambda = 3Mz^2/h^3$. La matriz de inercia de esta vara, con respecto a su extremo P resulta ser

$$\mathbf{I}_{\text{vara inhom.}}^P = M \begin{pmatrix} \frac{3h^2}{5} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3h^2}{5} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (8.3.13)$$

(b) Demuestre que la matriz de inercia del cono de la figura 8.4 es

$$\mathbf{I}^P = M \begin{pmatrix} \frac{3R^2}{20} + \frac{3h^2}{5} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{3R^2}{20} + \frac{3h^2}{5} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{3R^2}{10} \end{pmatrix} \quad (8.3.14)$$

Los dos primeros términos diagonales son iguales porque las direcciones X e Y pueden ser rotadas sin que nada cambie.

El límite $R \rightarrow 0$ se recupera la matriz de inercia de una vara dada en (8.3.13) porque, efectivamente, el cono tiene, a altura z , una masa

$$dm = \frac{3Mz^2}{h^3} dz$$

8.4. Energía cinética y la matriz de inercia

8.4.1. General

Utilizando la descomposición (8.2.1) $\vec{r}_a = \vec{R} + \vec{r}_a'$ la energía cinética del sistema se puede escribir

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{2} \sum_a m_a v_a^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_a m_a \left(\dot{\vec{R}} + \vec{\Omega} \times \vec{r}_a' \right)^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_a m_a \left(\dot{R}^2 + 2\dot{\vec{R}} \cdot (\vec{\Omega} \times \vec{r}_a') + (\vec{\Omega} \times \vec{r}_a')^2 \right) \end{aligned}$$

En el segundo término se puede aislar $\sum_a m_a \vec{r}_a' = M\vec{R}_G'$ donde \vec{R}_G' es la posición del centro de masa en el sistema S' . El último término puede ser reescrito:

$$\begin{aligned} \text{último término} &= \frac{1}{2} \sum_a m_a (\vec{\Omega} \times \vec{r}_a')^2 \\ &= \frac{1}{2} \sum_a m_a \vec{v}_a' \cdot \vec{\Omega} \times \vec{r}_a' \\ &= \frac{1}{2} \sum_a m_a \vec{\Omega} \cdot \vec{r}_a' \times \vec{v}_a' \\ &= \frac{1}{2} \vec{\Omega} \cdot \vec{\ell}_{\mathcal{O}'} \\ &= \frac{1}{2} \vec{\Omega} \cdot \mathbf{I}^{\mathcal{O}'} \vec{\Omega} \end{aligned} \tag{8.4.1}$$

Se usó que

$$\vec{\ell}_{\mathcal{O}'} = \mathbf{I}^{\mathcal{O}'} \vec{\Omega} \tag{8.4.2}$$

Con lo anterior

$$K = \frac{1}{2} M \dot{R}^2 + M \dot{\vec{R}} \cdot \vec{\Omega} \times \vec{R}_G' + \frac{1}{2} \vec{\Omega} \cdot \mathbf{I}^{\mathcal{O}'} \vec{\Omega} \tag{8.4.3}$$

Dos casos especiales:

a) Si $\mathcal{O}' = G$ se tiene que $\vec{R}_G' = 0$ y $\vec{R} = \vec{R}_G$ por lo que

$$K = \frac{1}{2} M V_G^2 + \frac{1}{2} \vec{\Omega} \cdot \mathbf{I}^G \vec{\Omega} = \frac{1}{2} M V_G^2 + \frac{1}{2} \vec{\Omega} \cdot \vec{\ell}_G \tag{8.4.4}$$

b) Si el sistema tiene punto fijo P en S se escoge $P = O = O'$ con lo cual $\vec{R} = 0$ y

$$K = \frac{1}{2} \vec{\Omega} \cdot \mathbf{I}^P \vec{\Omega} = \frac{1}{2} \vec{\Omega} \cdot \vec{\ell}_P \quad (8.4.5)$$

Puesto que esta propiedad es válida para cualquier velocidad angular $\vec{\Omega}$ que se le dé al sistema, y puesto que $K \geq 0$ entonces la matriz \mathbf{I}^P es positiva semidefinida. Como además es simétrica esto implica que \mathbf{I}^P es diagonalizable y sus autovalores son no negativos. Ellos se denominan los *momentos de inercia principales* del sistema rígido.

Los ejes $X' Y' Z'$ del sistema solidario S' —tal que \mathbf{I}^P sea diagonal—se llaman los *ejes principales* del sistema de partículas. Los vectores a lo largo de tales ejes son autovectores de \mathbf{I}^P .

8.5. Dinámica y ejemplos

8.5.1. Las ecuaciones básicas

Las leyes necesarias para resolver la dinámica de cuerpos rígidos son las del movimiento del centro de masa y la dinámica de $\vec{\ell}_O$ y de $\vec{\ell}_G$:

$$\left. \begin{aligned} \vec{\ell}_O &= M \vec{R}_G \times \vec{V}_G + \vec{\ell}_G & \vec{\ell}_G &= \mathbf{I}^G \vec{\Omega} \\ \frac{d\vec{\ell}_O}{dt} &= \sum_a \vec{r}_a \times \vec{f}_a^{\text{ext}} & \frac{d\vec{\ell}_G}{dt} &= \sum_a \vec{\rho}_a \times \vec{f}_a^{\text{ext}} \\ K &= \frac{M}{2} V_G^2 + \frac{1}{2} \vec{\Omega} \cdot \mathbf{I}^G \vec{\Omega} & M \frac{d^2 \vec{R}_G}{dt^2} &= \vec{F}^{\text{tot}} \end{aligned} \right\} \quad (8.5.1)$$

En algunos casos conviene utilizar conservación de energía mecánica.

8.5.2. Péndulo cónico doble

8.5.2.1. Descripción en sistema S'

Considérese un péndulo cónico doble como el de la figura. Se trata de dos masas m_1 y m_2 que están en los extremos de una barra de largo $b + c$. La barra gira en torno al eje Z con velocidad angular $\vec{\Omega} = \Omega \hat{k}$ manteniendo un ángulo θ fijo con el eje Z. El sistema S' tiene $Z' = Z$ y $X' Y'$ son ejes horizontales tal como los del sistema inercial

pero rotan con la misma velocidad angular Ω que el péndulo, de modo que los vectores \vec{r}_1 y \vec{r}_2 siempre están en el plano $X'Z$ y son

$$\begin{aligned}\vec{r}_1 &= \hat{i}' b \sin \theta + \hat{k} b \cos \theta, \\ \vec{r}_2 &= -\hat{i}' c \sin \theta - \hat{k} c \cos \theta\end{aligned}$$

expresados con los vectores base asociados a S' . En esta base se obtiene, de (8.3.3), que

$$\mathbf{I}^P = \begin{bmatrix} (m_1 b^2 + m_2 c^2) \cos^2 \theta & 0 & -(m_1 b^2 + m_2 c^2) \sin \theta \cos \theta \\ 0 & m_1 b^2 + m_2 c^2 & 0 \\ -(m_1 b^2 + m_2 c^2) \sin \theta \cos \theta & 0 & (m_1 b^2 + m_2 c^2) \sin^2 \theta \end{bmatrix}$$

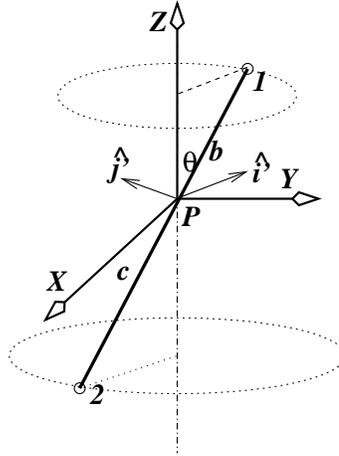


Figura 8.5: Un péndulo cónico doble. La proyección de la barra al plano horizontal que pasa por P define la dirección de vector acompañante \hat{i}'

mientras que $\vec{\Omega} = \Omega \hat{k}$. Se determina entonces que

$$\vec{\ell}_P = \mathbf{I}^P \vec{\Omega} = \Omega (m_1 b^2 + m_2 c^2) \sin \theta \begin{pmatrix} -\cos \theta \\ 0 \\ \sin \theta \end{pmatrix} \quad (8.5.2)$$

$$= \Omega (m_1 b^2 + m_2 c^2) \sin \theta (\hat{k} \sin \theta - \hat{i}' \cos \theta) \quad (8.5.3)$$

Si se expresa \hat{i}' en la base del sistema inercial se obtiene que $\vec{\ell}_P$ varía en el tiempo. En efecto $\hat{i}' = \hat{i} \cos \Omega t + \hat{j} \sin \Omega t$.

8.5.2.2. Descripción en el sistema S''

Ahora se describirá lo mismo pero usando, por un lado, la matriz de inercia descrita en el sistema referencia S'' .

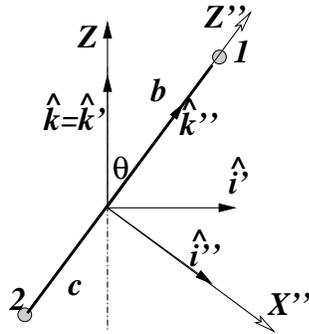


Figura 8.6: Vista lateral del péndulo doble.

Este sistema S'' se define de modo que su eje Z'' coincide con la dirección de la barra del péndulo y se escoje el eje X'' en el plano ZZ'' . La matriz de inercia de la barra con dos masas en sus extremos es particularmente sencilla en el sistema S'' porque las coordenadas de las dos masas son $\vec{r}_1'' = (0, 0, b)$ y $\vec{r}_2'' = (0, 0, -c)$ lo que da la matriz de inercia

$$\mathbf{I}^P = \begin{pmatrix} m_1 b^2 + m_2 c^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_1 b^2 + m_2 c^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

La matriz de inercia que se definió con respecto a los ejes de S' es correcta pero conduce a una descripción más complicada. En la base de S'' la velocidad angular es

$$\vec{\Omega} = \Omega (\hat{k}'' \cos \theta - \hat{i}'' \sin \theta) = \Omega \begin{pmatrix} -\sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

con lo cual el momento angular es

$$\begin{aligned}
 \vec{\ell}_p &= \begin{pmatrix} m_1 b^2 + m_2 c^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_1 b^2 + m_2 c^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\Omega \sin \theta \\ 0 \\ \Omega \cos \theta \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} -\Omega \sin \theta (m_1 b^2 + m_2 c^2) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\
 &= -\Omega (m_1 b^2 + m_2 c^2) \sin \theta \hat{\nu}'' \tag{8.5.4}
 \end{aligned}$$

expresión que es equivalente a (8.5.2).

Si se desea que la única fuerza externa que ejerza torque desde P sea el peso, entonces Ω debe tener un valor muy preciso. Para determinar Ω se exige que $\dot{\vec{\ell}}_p = \vec{\tau}_p$.

De (8.5.4), y puesto que $\left(\frac{d\hat{\nu}''}{dt}\right)_S = \vec{\Omega} \times \hat{\nu}'' = \Omega \hat{\gamma}'' \cos \theta$ se tiene que

$$\dot{\vec{\ell}}_p = -\Omega^2 (m_1 b^2 + m_2 c^2) \sin \theta \cos \theta \hat{\gamma}''$$

Por otro lado, puesto que $\vec{g} = -g\hat{k} = g(\hat{\nu}'' \sin \theta - \hat{k}'' \cos \theta)$ por lo que

$$\vec{\tau}_p = (m_1 b - m_2 c) \sin \theta g \hat{\gamma}''$$

Así, se obtiene que la condición para que el péndulo sea cónico es

$$\Omega^2 = \frac{(m_2 c - m_1 b)g}{(m_1 b^2 + m_2 c^2) \cos \theta}$$

Pareciera que el numerador pudiera ser negativo, pero se puede ver que tal situación es inestable. En efecto, para que este sistema sea estable el centro de masa G, que está en la recta que une a las dos masas, tiene que estar debajo de P.

8.5.3. Una semicircunferencia con densidad lineal uniforme

En el sistema que ilustra la figura 8.7 la densidad de masa lineal es uniforme, $\lambda = \frac{M}{R\pi}$ donde R es el radio de la semicircunferencia. Se toma como P el centro de curvatura por lo que el vector que señala los puntos de la curva es $\vec{r} = R(\hat{k}' \cos \phi + \hat{\nu}' \sin \phi)$ donde $\phi = -\pi/2 \dots \phi/2$.

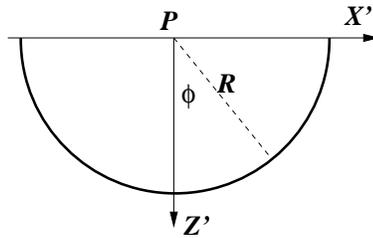


Figura 8.7: Semicircunferencia de radio R y masa M.

El elemento de arco es $R d\phi$, por lo que $dm = \lambda ds = \frac{M}{R\pi} R d\phi = \frac{M}{\pi} d\phi$

$$\begin{aligned}\vec{R}_G &= \frac{1}{M} \frac{M}{\pi} \int R (\hat{k}' \cos \phi + \hat{i}' \sin \phi) d\phi \\ &= \frac{2R}{\pi} \hat{k}' \\ &\approx 0,64 R \hat{k}'\end{aligned}$$

Puesto que $\vec{r} = R (\hat{k}' \cos \phi + \hat{i}' \sin \phi)$ entonces $x = R \sin \phi$, $y = 0$ y $z = R \cos \phi$. La matriz $[r^2 \delta_{ij} - x_i x_j]$ es

$$\begin{pmatrix} R^2 \cos^2 \phi & 0 & -R^2 \sin \phi \cos \phi \\ 0 & R^2 & 0 \\ -R^2 \sin \phi \cos \phi & 0 & R^2 \sin^2 \phi \end{pmatrix}$$

por lo que

$$\mathbf{I}^P = \int \begin{pmatrix} R^2 \cos^2 \phi & 0 & -R^2 \sin \phi \cos \phi \\ 0 & R^2 & 0 \\ -R^2 \sin \phi \cos \phi & 0 & R^2 \sin^2 \phi \end{pmatrix} \frac{M}{\pi} d\phi = \frac{MR^2}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Si este sistema es un péndulo que oscila en torno al eje $Y' = Y$ entonces $\vec{\Omega} = \dot{\alpha} \hat{j}'$ donde α es el ángulo que forma Z' con el eje vertical Z (que en este ejemplo apunta hacia abajo). El momento angular en tal caso es

$$\vec{\ell}_P = \mathbf{I}^P \vec{\Omega} = MR^2 \dot{\alpha} \hat{j}'$$

Por otro lado el torque es

$$\vec{\tau} = M \vec{R}_G \times \vec{g} = M \frac{2R}{\pi} \hat{k}' \times g (\hat{k}' \cos \alpha - \hat{i}' \sin \alpha) = -\frac{2MgR}{\pi} \sin \alpha \hat{j}'$$

lo que conduce a

$$\ddot{\alpha} = -\frac{2g}{\pi R} \sin \alpha$$

Con todo lo anterior también puede resolverse en forma semejante el caso en que el arco oscila en torno al eje $X' = X$, lo que lleva a un resultado parecido pero no idéntico.

8.5.4. Rodando pendiente abajo

Como lo muestra la figura 8.8, un cuerpo de radio R , masa M y momento de inercia I^G con respecto al eje horizontal, rueda sin deslizar por una pendiente de inclinación α . La fuerza que causante del torque que hace que el cuerpo ruede es el peso y el torque resultante es $Mg \sin \alpha R$.

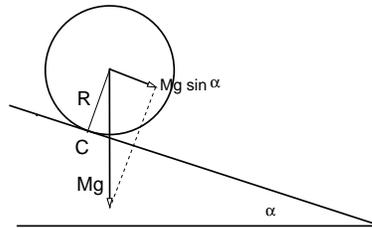


Figura 8.8: *Cuerpo rueda por una pendiente de inclinación α .*

El momento angular es $\ell = I^C \omega$ donde ω es la velocidad angular con que rueda el cuerpo y C es el punto de contacto con la superficie inclinada. Pero el momento de inercia I^C puede ser expresado en términos del momento de inercia $I^G + MR^2$. Con esto la ecuación dinámica del movimiento es

$$Mg \sin \alpha R = I^C \dot{\omega} = I^C \ddot{\phi} = (I^G + MR^2) \ddot{\phi} \quad (8.5.5)$$

De aquí que la aceleración angular del cuerpo sea la constante

$$\ddot{\phi} = \frac{RMg \sin \alpha}{I^G + MR^2} \quad (8.5.6)$$

Este resultado es válido para esferas, cilindros, discos y otros cuerpos que puedan rodar. En cada caso debe tomarse el correspondiente momento de inercia.

8.5.5. Sistema oscilante sin punto fijo

Se plantea estudiar el movimiento oscilatorio de un arco como el de la figura 8.9, de densidad lineal de masa uniforme, masa total M y radio R_0 . En la figura el arco tiene contacto con la horizontal en el punto B y está inclinado en un ángulo ϕ con respecto a su posición de equilibrio estático. En el equilibrio estático $\phi = 0$, y C coincide tanto con O como con B . Ya se ha visto que la matriz de inercia del arco es

$$\mathbf{I}^{O'} = \frac{MR_0^2}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

cuando se escribe con respecto a las direcciones $X'Y'Z'$. En su oscilación el arco rota con velocidad angular

$$\vec{\Omega} = \dot{\phi} \hat{j}, \quad \hat{j} = \hat{j}'$$

El vector posición de O' desde el sistema inercial con ejes (\hat{i}, \hat{k}) y origen en O es

$$\vec{R} = O\vec{O}' = -R_0(\phi \hat{i} + \hat{k})$$

Por otro lado la posición del centro de masa desde O' es

$$\begin{aligned} \vec{R}_{G'} &= \frac{2R_0}{\pi} \hat{k}' \\ &= \frac{2R_0}{\pi} (\hat{k} \cos \phi + \hat{i} \sin \phi) \end{aligned} \quad (8.5.7)$$

En (8.4.3) se vio cómo escribir la energía cinética en un caso como el actual, en términos de \vec{R} , $\dot{\vec{R}}$, $\vec{R}_{G'}$, $\dot{\vec{R}}_{G'}$, $\vec{\Omega}$ y de $\mathbf{I}^{O'}$. Los tres sumandos en (8.4.3) serán denominados K_1 , K_2 y K_3 respectivamente. Es fácil determinarlos

$$K_1 = \frac{1}{2}MR_0^2\dot{\phi}^2, \quad K_2 = -\frac{MR_0^2}{\pi}\dot{\phi}^2 \cos \phi, \quad K_3 = \frac{MR_0^2}{2}\dot{\phi}^2 \quad (8.5.8)$$

La energía potencial gravitacional depende de la masa, la posición de G y de g ,

$$U = -M(\vec{R} + \vec{R}_{G'}) \cdot (g\hat{k}) = -MRg \left(1 + \frac{2}{\pi} \cos \phi\right)$$

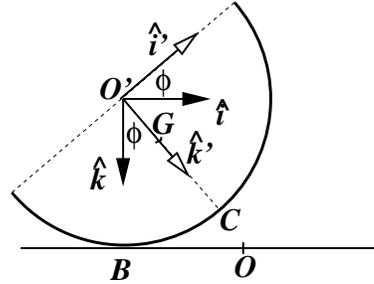


Figura 8.9: Un alambre semicircular se mantiene en un plano vertical oscilando de tal modo que su punto central C se levanta (como en esta figura), desciende, haciendo contacto en O y luego levantándose por el otro lado.

que tiene un mínimo en $\phi = 0$ como debe ser.

Se debe exigir que la energía total: $E = K + U$ sea constante, es decir $dE/dt = 0$, lo que conduce a

$$(\pi - 2 \cos \phi) \ddot{\phi} + \frac{g \sin \phi}{R_0} + \dot{\phi}^2 \sin \phi = 0$$

Para oscilaciones pequeñas tanto ϕ como $\dot{\phi}$ son chicos y la ecuación puede aproximarse a

$$\ddot{\phi} \approx -\frac{g}{(\pi - 2)R_0} \phi$$

que implica pequeñas oscilaciones con frecuencia

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{(\pi - 2)R_0}}$$

en torno a $\phi = 0$.

8.5.6. Disco que rota en círculo sobre un plano

Se tiene un eje perpendicular a un plano horizontal. De este eje nace, a altura R sobre el plano, un brazo horizontal de largo L —en la dirección del eje Z' —y en cuyo extremo hay un disco de radio R . El disco tiene densidad uniforme, masa total M y gira en torno a su eje Z' con una velocidad angular dada $\vec{\omega}_1$. Puesto que no desliza sobre el plano, además gira en torno al eje vertical con velocidad angular $\vec{\omega}_2$, totalmente determinada por la anterior. Se desea determinar el momento angular del disco.

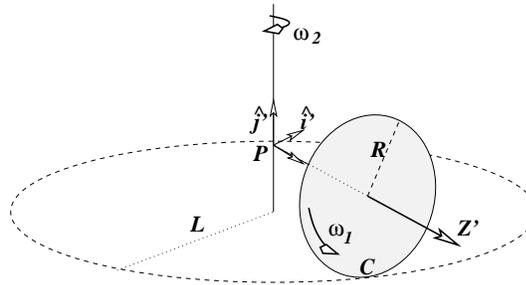


Figura 8.10: Una rueda gira sobre un plano sin resbalar. Su eje mantiene un punto fijo sobre el eje Z .

Se escoge coordenadas polares, con lo cual

$$\vec{\omega}_1 = \hat{k}' \omega_1, \quad \vec{\omega}_2 = -\hat{j}' \omega_2$$

lo que determina que la velocidad angular total del disco sea

$$\vec{\Omega} = \hat{k}'\omega_1 - \hat{j}'\omega_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ -\omega_2 \\ \omega_1 \end{pmatrix} \quad (8.5.9)$$

El punto material C del disco que en el instante actual está apoyado sobre el plano tiene velocidad nula en ese instante, pero, porque es parte de un sistema rígido con punto fijo, tiene que valer $\vec{v}_C = \vec{\Omega} \times \vec{r}_C$, esto es,

$$0 = \vec{\Omega} \times \vec{r}_C = (\hat{k}'\omega_1 - \hat{j}'\omega_2) \times (L\hat{k}' - R\hat{j}') \implies \omega_2 = \frac{R}{L}\omega_1$$

Para calcular el momento angular se va a usar la matriz de inercia del disco, $\mathbf{I}_{\text{disco}}^G$ a la que hay que agregar la matriz $[R^2\delta_{ij} - R_iR_j]$. donde $\vec{R} = (0, 0, L)$,

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_{\text{disco}}^P &= \frac{MR^2}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix} + ML^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{M}{4} \begin{pmatrix} 4L^2 + R^2 & 0 & 0 \\ 0 & 4L^2 + R^2 & 0 \\ 0 & 0 & 2R^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (8.5.10)$$

y se la va a multiplicar por $\vec{\Omega}$ y como matriz de inercia se va a usar directamente (8.5.10). Entonces $\vec{\ell} = \mathbf{I}_{\text{disco}}\vec{\Omega}$ se escribe

$$\begin{aligned} \vec{\ell} &= \frac{M}{4} \begin{pmatrix} 4L^2 + R^2 & 0 & 0 \\ 0 & 4L^2 + R^2 & 0 \\ 0 & 0 & 2R^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{R}{L}\omega_1 \\ \omega_1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{M}{4} \begin{pmatrix} 0 \\ -(4L^2 + R^2)\frac{R}{L}\omega_1 \\ 2R^2\omega_1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{MR\omega_1}{4} \left(\hat{k}' 2R - \hat{j}' \frac{4L^2 + R^2}{L} \right) \end{aligned} \quad (8.5.11)$$

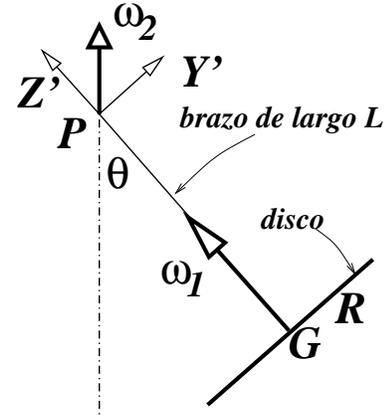
8.5.7. Trompo invertido en movimiento cónico

Se considera un trompo que consiste en un brazo de largo $L = \overline{PG}$ que nace de un punto P en cuyo extremo hay un disco de densidad uniforme, radio R y masa M que rota en torno al eje Z' de la figura con velocidad angular da magnitud ω_1 . Esto

es $\vec{R}_G = -L \hat{k}'$ usando la base asociada al sistema $\{P, X', Y', Z'\}$ de la figura 8.11. Excepcionalmente se está considerando un sistema S' que no rota con el cuerpo (el disco). Esto es posible debido a la simetría del disco.

El brazo mantendrá un ángulo fijo θ con la vertical. En cada instante el disco está girando con velocidad angular $\vec{\omega}_1$ con respecto a un sistema fijo al brazo, pero el brazo mismo está girando, barriendo una superficie cónica, con una velocidad angular $\vec{\omega}_2$ en torno al eje vertical. Estas velocidades se expresan en la forma

$$\begin{aligned}\vec{\omega}_1 &= \omega_1 \hat{k}' \quad \text{y} \\ \vec{\omega}_2 &= \omega_2 (\hat{k}' \cos \theta + \hat{j}' \sin \theta) \Rightarrow \\ \vec{\Omega} &= \hat{k}'(\omega_1 + \omega_2 \cos \theta) + \hat{j}'\omega_2 \sin \theta\end{aligned}$$



Este movimiento es posible tan solo si ω_1 y ω_2 satisfacen una condición que se deduce más adelante. En general el ángulo θ no es constante y el movimiento del trompo es más complicado.

La matriz de inercia $\mathbf{I}^P = [L^2 \delta_{ij} - R_i R_j] + \mathbf{I}^G$ hace uso de la forma explícita de \mathbf{I}^G y de $\vec{R} = (0, 0, -L)$. Expresada con respecto al sistema $S' = (P : X', Y', Z')$ es

$$\mathbf{I}^P = \frac{M}{4} \begin{pmatrix} 4L^2 + R^2 & 0 & 0 \\ 0 & 4L^2 + R^2 & 0 \\ 0 & 0 & 2R^2 \end{pmatrix}$$

por lo que el momento angular $\vec{\ell}_P = \mathbf{I}^P \vec{\Omega}$ es

$$\begin{aligned}\vec{\ell}_P &= \frac{M}{4} \left[(4L^2 + R^2) \omega_2 \sin \theta \hat{j}' \right. \\ &\quad \left. + 2R^2 (\omega_1 + \omega_2 \cos \theta) \hat{k}' \right]\end{aligned}\quad (8.5.12)$$

En esta expresión todas las cantidades son constantes en el sistema de referencia inercial excepto por dos vectores unitarios asociados a S' , de modo que $\dot{\vec{\ell}}_P$ se calcula sencillamente haciendo un producto cruz con la velocidad angular del sistema S' , esto es, $\vec{\omega}_2$:

$$\dot{\vec{\ell}}_P = \vec{\omega}_2 \times \vec{\ell}_P = \frac{M}{4} \left[2R^2 (\omega_1 + \omega_2 \cos \theta) \omega_2 \sin \theta - (4L^2 + R^2) \omega_2^2 \sin \theta \cos \theta \right] \hat{i}'$$

Figura 8.11: Un disco gira en torno a un eje de largo L . El otro extremo del eje está fijo al punto P . El sistema S' tiene eje Z' que coincide con el brazo de largo L y el eje Y' está en el plano de Z' y la vertical.

que debe igualarse al torque que produce el peso

$$\begin{aligned}\vec{\tau} &= M\vec{R}_G \times \vec{g} \\ &= M(-L\hat{k}') \times (-g)(\hat{k}' \cos \theta + \hat{j}' \sin \theta) \\ &= -MgL \sin \theta \hat{i}'\end{aligned}\tag{8.5.13}$$

por lo que finalmente puede escribirse que

$$\frac{M}{4} \left[-(4L^2 + R^2)\omega_2^2 \sin \theta \cos \theta + 2R^2(\omega_1 + \omega_2 \cos \theta)\omega_2 \sin \theta \right] = -MgL \sin \theta\tag{8.5.14}$$

que es la relación que satisfacen ω_1 y ω_2 cuando el trompo tiene un movimiento cónico. Nótese que si se cambia el signo de ω_1 y de ω_2 la ecuación no cambia. Esta ecuación implica que el caso $\omega_2 = 0$ es posible tan solo si $\theta = 0$, lo que es intuitivo.

Suponiendo que $\theta \neq 0$ la ecuación anterior se puede reescribir en la forma

$$\left(\frac{R^2}{4} - L^2 \right) \omega_2^2 \cos \theta + \frac{1}{2} R^2 \omega_1 \omega_2 + gL = 0\tag{8.5.15}$$

A continuación un par de casos especiales.

El caso $\theta = \pi/2$

$$\omega_1 \omega_2 = -\frac{2Lg}{R^2}$$

El caso $L = 0$

$$\cos \theta = -\frac{2\omega_1}{\omega_2}$$

Nótese que para pasar de (8.5.14) a (8.5.15) se eliminó un factor global $\sin \theta$, lo que supone que $\theta \neq 0$. Sin embargo si en (8.5.14) se impone que $\omega_2 = 0$ se desprende que necesariamente $\theta = 0$.

El caso $\omega_1 = 0$: En este caso el disco no gira sobre su propio eje y el problema se reduce al de un péndulo cónico estándar. Se puede comprobar que se obtiene un resultado equivalente al visto en (2.3.10).

8.6. Noción del momento de inercia $I_{P,\hat{n}}$ y aplicaciones

8.6.1. El concepto

Si se define \hat{n} como el vector unitario que en cada instante apunta en la dirección de $\vec{\Omega}$, es decir,

$$\vec{\Omega} = \Omega \hat{n}$$

entonces

$$\frac{1}{2} \Omega^2 \hat{n} \cdot \mathbf{I}^P \hat{n} = \frac{1}{2} I_{\hat{n}}^P \Omega^2 \quad (8.6.1)$$

donde el escalar $I_{\hat{n}}^P$ es

$$I_{\hat{n}}^P \equiv \hat{n} \cdot \mathbf{I}^P \hat{n} \quad (8.6.2)$$

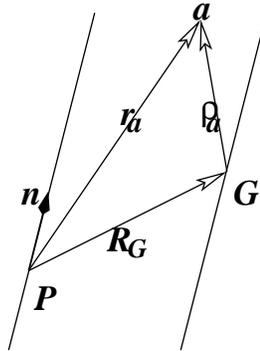


Figura 8.12: Se puede establecer una sencilla relación entre el momento de inercia con respecto al punto fijo P y con respecto al centro de gravedad G .

$I_{\hat{n}}^P$ es el *momento de inercia relativo al eje que pasa por P y tiene dirección \hat{n} , (P, \hat{n})* . Por componentes es

$$I_{\hat{n}}^P = \sum_a m_a \left(r_a^2 - (\vec{r}_a \cdot \hat{n})^2 \right) \quad (8.6.3)$$

Es útil notar que

$$\begin{aligned} (\vec{r} \times \hat{n}) \cdot (\vec{r} \times \hat{n}) &= \vec{r} \cdot (\hat{n} \times (\vec{r} \times \hat{n})) \\ &= \vec{r} \cdot (\vec{r} - \hat{n} \cdot \vec{r} \hat{n}) \\ &= r^2 - (\vec{r} \cdot \hat{n})^2 \end{aligned} \quad (8.6.4)$$

lo que permite ver que otra forma de escribir el momento de inercia $I_{\hat{n}}^P$ es

$$I_{\hat{n}}^P = \sum_a m_a (\vec{r}_a \times \hat{n}) \cdot (\vec{r}_a \times \hat{n}) = \sum_a m_a (\vec{r}_a \times \hat{n})^2 \quad (8.6.5)$$

La ecuación dinámica asociada es la ecuación escalar

$$I_{\hat{n}}^P \dot{\Omega} = \tau_n \quad \text{donde } \tau_n \text{ es el torque proyectado a la dirección } \hat{n} : \quad \vec{\tau} \cdot \hat{n} \quad (8.6.6)$$

8.6.2. Nuevamente el teorema de Steiner

Si G es el centro de masa, el que se supone que no está en el eje (P, \hat{n}) , se puede relacionar los momentos de inercia $I_{\hat{n}}^P$ y $I_{\hat{n}}^G$ donde el segundo se define relativo a un eje (G, \hat{n}) con la misma dirección \hat{n} . Si se denota por \vec{r}_a la posición de m_a desde P y $\vec{\rho}_a$ la posición desde G , y \vec{R}_G es el vector de P a G

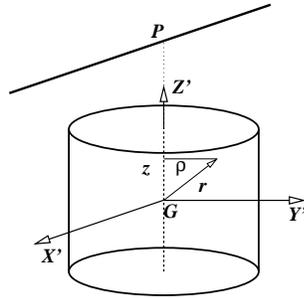


Figura 8.13: La matriz con respecto a un eje paralelo al eje X' que pasa por el punto P

$$\vec{r}_a = \vec{R}_G + \vec{\rho}_a$$

A partir de (8.6.5) se obtiene que

$$\begin{aligned} I_{\hat{n}}^P &= \sum_a m_a (\vec{r}_a \times \hat{n})^2 \\ &= \sum_a m_a (\vec{\rho}_a \times \hat{n})^2 + \sum_a m_a (\vec{R}_G \times \hat{n})^2 \\ &\quad + 2 \sum_a m_a (\vec{R}_G \times \hat{n}) \cdot (\vec{\rho}_a \times \hat{n}) \end{aligned} \quad (8.6.7)$$

La última de las sumatorias se anula debido a (2.3.18) lo que finalmente conduce a

$$I_{\hat{n}}^P = I_{\hat{n}}^G + M (\vec{R}_G \times \hat{n})^2 \quad (8.6.8)$$

Si G estuviese sobre el eje (P, \hat{n}) , entonces $\vec{R}_G \times \hat{n} = 0$ y ambos momentos de inercia resultarían iguales.

EJERCICIO: Escriba la relación (8.6.8) para dos puntos P_1 y P_2 (ejes paralelos) y reste ambas relaciones. Vea que obtiene una relación entre $I_{\hat{n}}^{P_1}$ e $I_{\hat{n}}^{P_2}$.

8.6.3. Ejemplos

De la la matriz de inercia del cilindro con respecto a su centro de masa, I_{cilindro}^G se obtiene directamente que

$$I_{\hat{k}}^G = \frac{1}{2}MR^2 \quad (8.6.9)$$

$$I_{\hat{j}}^G = I_{\hat{j}}^G = M \left(\frac{R^2}{4} + \frac{h^2}{12} \right) \quad (8.6.10)$$

donde R es el radio del cilindro y h su altura.

Para calcular la matriz con respecto a un eje paralelo al eje X' que pasa por el punto P se debe calcular $\vec{R}_G \times \hat{n}$ con $\hat{n} = \hat{i}'$ y $\vec{R}_G = -L\hat{k}'$, con lo cual $\vec{R}_G \times \hat{n} = -L\hat{j}'$ por lo cual

$$I_{\hat{i}'}^P = I_{\hat{i}'}^G + ML^2 = M \left(\frac{R^2}{4} + \frac{h^2}{12} + L^2 \right)$$

En el límite de un disco ($h \rightarrow 0$) resulta

$$I_{\hat{i}'}^{\text{disco}} = I_{\hat{i}'}^G + ML^2 = M \left(\frac{R^2}{4} + L^2 \right)$$

8.6.3.1. Algunos péndulos con cilindros

En el caso en que el eje que pasa por P es en la dirección \hat{j} , $\hat{n} = \hat{j}$ y $\vec{R}_G \times \hat{j} = L\hat{k}$ por lo que

$$I_{\hat{j}'}^P = M \left(\frac{R^2}{4} + \frac{h^2}{12} + L^2 \right)$$

En el caso particular es un disco que gira en torno a un eje horizontal tangente al disco ($L = R$) resulta

$$I_{\hat{j}'}^{\text{disco}} = \frac{5}{4}MR^2 \quad \text{eje horizontal tangente al disco} \quad (8.6.11)$$

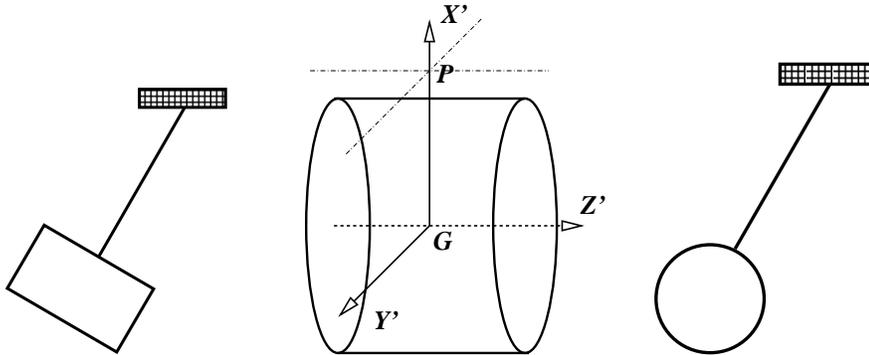


Figura 8.14: Se considera también un cilindro cuyo eje es horizontal y un punto P que está a distancia L sobre G. Se estudia el caso en que el eje de rotación es paralelo al eje Y' (perpendicular al eje del cilindro, representado en el dibujo izquierdo) y el caso en que el eje de rotación sea paralelo al eje del cilindro, representado en la figura de la derecha. En ambos casos el vector que va de P a G es $\vec{R} = -L\hat{y}'$.

8.6.3.2. Caso especial

En el caso $\hat{n} = \hat{k}$ se obtiene

$$I_{\hat{k}'}^P = M \left(\frac{R^2}{2} + L^2 \right)$$

de donde puede verse el caso particular de un disco oscilando en su propio plano en torno a un punto en su perímetro ($R = L$) que arroja

$$I_{\hat{k}'}^{\text{disco}} = \frac{3}{4}MR^2 \quad \text{punto fijo en el perímetro del disco}$$

8.6.3.3. Un círculo como péndulo

La dinámica en casos como los anteriores, en los cuales la dirección del eje \hat{n} de rotación está fija se obtiene una ecuación escalar a partir de $\dot{\vec{\ell}}_P = \vec{\tau}_P$. Primero

$$\begin{aligned} \ell_{P,\hat{n}} &\equiv \hat{n} \cdot \vec{\ell}_P \\ &= \hat{n} \cdot \mathbf{I}_{\hat{n}}^P \hat{n} \Omega \\ &= I_{\hat{n}}^P \Omega \end{aligned}$$

por lo cual

$$\dot{\ell}_{P,\hat{n}} = \tau_{P,\hat{n}} \equiv \vec{\tau}_P \cdot \hat{n} \quad (8.6.12)$$

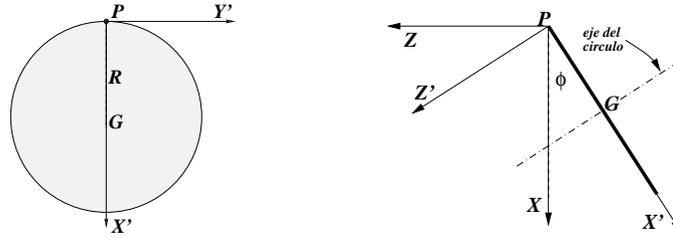


Figura 8.15: Lámina circular que se mueve como un péndulo en torno a un eje que está en el plano del círculo y pasa por un punto P en su perímetro. Los ejes X' e Y' de S' son solidarios al círculo y este gira en torno a Y' .

En el caso representado en la figura 8.15 ya se vio algo más arriba, en (8.6.11), que $I_{\hat{j}}^P \text{ disco} = \frac{5}{4}MR^2$ de modo que el momento angular es

$$l_{P\hat{j}} = \frac{5}{4}MR^2 \dot{\phi}$$

Por otro lado el torque del peso es

$$\vec{\tau}_{P\hat{j}} = \hat{i}' \times (Mg)(\hat{i}' \cos \phi + \hat{k}' \sin \phi) \cdot \hat{j} = -MgR \sin \phi$$

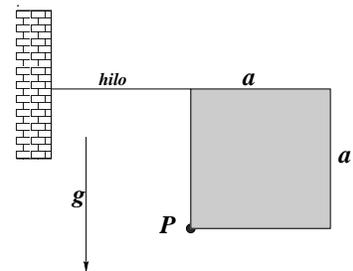
por lo cual

$$\ddot{\phi} = -\frac{4g}{5R} \sin \phi$$

8.7. Problemas

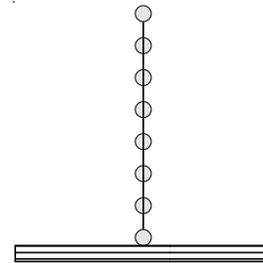
8.1 Una placa cuadrada de lado a y masa total M puede girar libremente en torno a un eje perpendicular al plano de la figura y que pasa por su vértice P (ver figura).

Inicialmente el cuadrado está sujeto por un hilo horizontal como indica la figura. (a) Obtenga la tensión del hilo. (b) Si el hilo se corta obtenga la velocidad angular máxima que puede alcanzar el sistema. (c) Obtenga la frecuencia de pequeñas oscilaciones en torno a su posición de equilibrio.



8.2 Una escalera de masa M y largo L está apoyada en el suelo y en una pared vertical formando un ángulo α con la pared. El coeficiente de roce estático entre la escalera y las superficies de apoyo es μ , lo que permite que la escalera esté estática. Si una persona (puntual) de masa m comienza a subir la escalera muy lentamente, calcule hasta qué posición puede llegar antes que la escalera comience a deslizar.

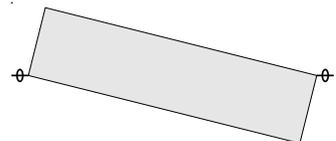
8.3 (a) Considere una barra rígida de masa despreciable que tiene N masas m a distancia a entre ellas. La barra está apoyada en el suelo e inicialmente en posición vertical. Estudie el movimiento de la barra cuando ella es levemente desviada de esa posición. Suponga que el roce estático con el suelo es suficiente para que el punto de apoyo nunca deslice. ¿Existe algún momento en que el punto de apoyo se despega del suelo?



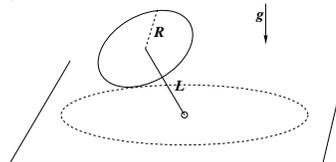
Estudie además el límite simultáneo $N \rightarrow \infty$, $a \rightarrow 0$, $m \rightarrow 0$ tal que permanecen fijas las cantidades $R = N a$ y $M = N m$.

(b) Resuelva ahora el caso anterior con una sola variante: el sistema tiene dos masas diferentes m_1 y m_2 en los extremos de la barra. Responda las mismas preguntas que antes excepto, naturalmente, la del límite.

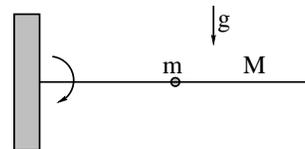
8.4 Una placa rectangular de masa M , lados a y b y espesor despreciable se hace girar con velocidad angular constante Ω_0 por un eje que pasa por la diagonal del rectángulo. El movimiento ocurre en ausencia de gravedad. Determine las fuerzas que ejercen los soportes en cada extremo del eje. Comente.



8.5 Sistema: un disco de densidad uniforme, radio R y masa M y un eje de masa despreciable que une un punto fijo de un plano horizontal con el centro del disco. El disco gira apoyado en el plano horizontal. (a) Determine el momento angular. (b) Determine el torque total que actúa sobre el disco.



8.6 Una barra de largo L y masa M y densidad lineal uniforme, puede girar libremente sobre un eje horizontal colocado en uno de sus extremos. En el punto medio de la barra se encuentra un anillo de masa m que tiene un coeficiente de roce estático μ con la barra.

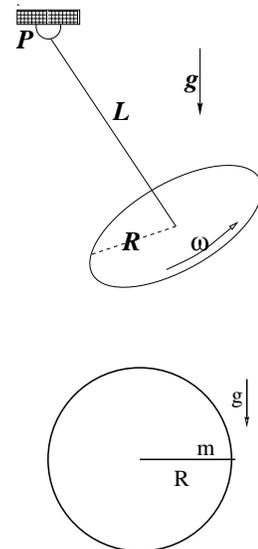


Si el sistema se libera desde el reposo con la barra en posición horizontal, se observa que el anillo comienza a deslizar cuando la barra forma un ángulo $\pi/4$ con la horizontal. Determine (a) el momento de inercia del sistema antes que el anillo comience a deslizar, (b) la velocidad angular y aceleración angular de la barra en el instante en que el anillo va a comenzar a deslizar, (c) la fuerza que ejerce sobre la barra el punto de apoyo.

8.7 Sobre una plataforma horizontal está apoyado un aro de radio R y masa despreciable. El aro tiene soldada una barra de masa m y largo R en la forma que muestra la figura. El sistema se libera desde el reposo con la barra en posición horizontal.

(a) Determine la magnitud mínima que debe tener el coeficiente de roce estático entre el aro y la plataforma para que el aro ruede sin resbalar desde la posición inicial; (b) estudie el movimiento en el caso en que el roce con el suelo es nulo. Describa cualitativamente el movimiento del centro de masa del sistema y calcule la velocidad angular máxima que experimenta el sistema.

8.8 Se tiene una especie de péndulo que consta de una vara de masa despreciable y largo L que solo puede girar en un plano vertical en torno a un punto fijo P . En su extremo libre la vara tiene un disco de densidad uniforme, radio R y masa M en forma perpendicular a la vara. El disco gira, con respecto a la vara (ella como eje), con velocidad angular uniforme $\vec{\omega}$. (a) Determine el momento angular del sistema. (b) Si el sistema se suelta cuando la vara está vertical apuntando hacia arriba, una ecuación para la velocidad angular de la vara con respecto al ángulo que ella forma con la vertical.



Capítulo 9

Ecuaciones de Euler-Lagrange

9.1. Principio de Hamilton

El principio de Hamilton afirma que un sistema evoluciona siguiendo un *camino* que hace que su *integral de acción* sea estacionaria: un máximo o un mínimo.

Para comprender la frase anterior se debe aprender que se quiere decir con *camino*, qué es la *integral de acción* y qué se varía para determinar máximos o mínimos. Un papel central jugará la noción del *lagrangiano* L asociado al sistema¹

Este principio establece, en forma muy general, que la evolución de un sistema físico se determina por medio de un *principio variacional*, el cual se basa en el lagrangiano— apropiado a cada sistema. Esta función L contiene información sobre las variables del sistema y las fuerzas que actúan sobre él.

La idea que se impuso entre la segunda mitad del siglo XVIII y primeros años del siglo XIX fue que la evolución de un sistema puede obtenerse minimizando una integral, llamada la *integral de acción*, cuyo integrando es la diferencia entre la energía cinética y la energía potencial.

¹Es una función que permite obtener las ecuaciones de evolución de un sistema mecánico. Su nombre es en honor a Giuseppe Lodovico Lagrangia, posteriormente conocido como Joseph Louis Lagrange (1736-1813).

9.1.1. Coordenadas generalizadas

Para describir, un sistema de N partículas que evoluciona tridimensionalmente, se necesita en principio un conjunto de $3N$ coordenadas $x_{\alpha i}(t)$, con $\alpha = 1, 2, \dots, N$ y $i = 1, 2, 3$. Sin embargo se puede requerir menos.

Por ejemplo, en el caso de un péndulo esférico de largo R , se tiene $N = 1$, se necesita sólo los ángulos esféricos $\theta(t)$ y $\phi(t)$. Aunque el movimiento es tridimensional, esto es, hay tres coordenadas (x, y, z) , existe una condición

$$\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - R = 0 \quad (9.1.1)$$

que reduce el número de coordenadas necesarias de tres a dos.

En lo que sigue se quiere describir un sistema de N partículas puntuales para las cuales se necesita, en lugar de las $3N$ coordenadas $x_{\alpha i}$, tan solo de n coordenadas q_s debido a que existen algunas restricciones. A estas q_s se las llama *coordenadas generalizadas* y no tienen porqué describir longitudes—por ejemplo pueden ser ángulos. El número n es lo que se denomina *número de grados de libertad* del sistema.

Así, en el caso del péndulo esférico mencionado más arriba, existen solo dos coordenadas generalizadas que normalmente se escoge que sean $q_1(t) = \phi(t)$ y $q_2(t) = \theta(t)$. En este ejemplo hay, entonces, sólo dos grado de libertad.

Por lo dicho, la evolución de un sistema de N partículas se describe por un conjunto de n coordenadas generalizadas $q_s(t)$ con $s = 1, 2, \dots, n$, con $n \leq 3N$. Suele denotarse $\vec{q}(t)$ al conjunto ordenado $q_1(t), q_2(t), \dots, q_n(t)$,

$$\vec{q}(t) \equiv (q_1(t), q_2(t), \dots, q_n(t)) \quad (9.1.2)$$

9.1.2. Funcional de acción $S[\vec{q}]$ y el lagrangiano $L(\vec{q}(t), \dot{\vec{q}}(t), t)$

El principio de Hamilton² establece que la evolución dinámica—de un sistema con n coordenadas generalizadas—desde un estado inicial $\vec{q}_I(t_1)$ y un estado final $\vec{q}_F(t_2)$ corresponde a un extremo (mínimo, máximo o punto estacionario) del *funcional de acción*.

La condición de extremo se expresa matemáticamente en la forma

$$\frac{\delta S}{\delta \vec{q}(t)} = 0 \quad (9.1.3)$$

²William Rowan Hamilton (1805-1865) fue un físico y matemático irlandés que hizo importantes contribuciones en mecánica clásica, óptica y álgebra.

que, en más detalle, significa que se deben satisfacer las n condiciones

$$\frac{\delta S}{\delta q_1(t)} = 0, \quad \frac{\delta S}{\delta q_2(t)} = 0, \quad \dots \quad \frac{\delta S}{\delta q_n(t)} = 0.$$

Genéricamente se define el funcional de acción por medio de la integral

$$S[\vec{q}] = \int_{t_1}^{t_2} L(\vec{q}(t), \dot{\vec{q}}(t), t) dt \quad (9.1.4)$$

de la función $L(\vec{q}, \dot{\vec{q}}(t), t)$, llamada *lagrangiano*.

Más adelante se verá la forma de construir la función $L(\vec{q}(t), \dot{\vec{q}}(t), t)$ asociada al sistema que se desee estudiar. Por el momento baste decir que interesa saber para qué $\vec{q}(t)$ específico el funcional de acción $S[\vec{q}]$ es extremo. Ese $\vec{q}(t)$ particular define “la trayectoria” del sistema en el tiempo.

9.1.3. Ecuaciones de Euler-Lagrange

A continuación se verá las condiciones que debe cumplir el lagrangiano L para que la integral de acción S , definida en el intervalo temporal (t_1, t_2) , sea extrema. Tales condiciones se denominan *ecuaciones de Euler-Lagrange*.

Sea $\vec{q}(t)$ la solución que se busca, es decir, $S[\vec{q}]$ es un valor extremo. En (9.1.4) se usa como argumento un $\vec{q}'(t) \equiv \vec{q}(t) + \vec{\epsilon}(t)$ donde $\vec{\epsilon}(t)$ es una pequeña perturbación que se anula en los extremos:

$$\vec{\epsilon}(t_1) = \vec{\epsilon}(t_2) = 0. \quad (9.1.5)$$

A continuación se usa $\delta S \equiv S[\vec{q} + \vec{\epsilon}] - S[\vec{q}]$ que, en más detalle, se puede escribir en la forma

$$\begin{aligned} \delta S &= \int_{t_1}^{t_2} \left[L(\vec{q} + \vec{\epsilon}, \dot{\vec{q}} + \dot{\vec{\epsilon}}, t) - L(\vec{q}, \dot{\vec{q}}, t) \right] dt \\ &= \int_{t_1}^{t_2} \left[\vec{\epsilon} \cdot \frac{\partial L}{\partial \vec{q}} + \dot{\vec{\epsilon}} \cdot \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{q}}} \right] dt + \mathcal{O}(\vec{\epsilon}^2) \end{aligned} \quad (9.1.6)$$

Como se indica, se ha hecho una expansión hasta primer orden en $\vec{\epsilon} \equiv \delta \vec{q}$.

Puesto que

$$\frac{d}{dt} \left[\vec{\epsilon} \cdot \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{q}}} \right] = \dot{\vec{\epsilon}} \cdot \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{q}}} + \vec{\epsilon} \cdot \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{q}}} \right],$$

el último término en el integrando que aparece en (9.1.6) puede ser reemplazado por una derivada total y otro término. La integral del término con la derivada total $\frac{d}{dt} \left[\vec{\epsilon} \cdot \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{\epsilon}}} \right]$ puede calcularse trivialmente y es cero debido a (9.1.5), por lo que se concluye que

$$\delta S = \int_{t_1}^{t_2} \vec{\epsilon} \cdot \left[\frac{\partial L}{\partial \vec{q}} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{q}}} \right] dt \quad (9.1.7)$$

El principio de Hamilton consiste en exigir que δS sea cero para cualquier perturbación $\vec{\epsilon}(t)$ que cumpla (9.1.5), esto es, se exige que $\vec{q}(t)$ sea un punto estacionario de la integral de acción S , lo que sólo se satisface si

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{q}}} - \frac{\partial L}{\partial \vec{q}} = 0 \quad (9.1.8)$$

Las anteriores son las ecuaciones de Euler-Lagrange En forma más básica se escribe una ecuación por cada valor del índice s ,

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_s} = \frac{\partial L}{\partial q_s}, \quad \text{con } s = 1, 2, \dots, n \quad (9.1.9)$$

En la ecuación (9.1.7) los $\epsilon_s(t)$ son los $\delta q_s(t)$

Pequeño ejemplo. Tómesese el caso de la clase de funciones $q(t)$ continuas y diferenciales tales que $q(a) = c$ y $q(b) = d$. Se plantea encontrar la función $q(t)$ particular de esta clase, tal que el funcional $S(q)$ que describe el largo—en el plano (q, t) —desde el punto (a, c) hasta (b, d) sea mínimo. En un arco infinitesimal el arco es la hipotenusa del triángulo con cateto paralelo al eje $X = t$ de largo dt y cateto paralelo al eje $Y = q$ da largo $\dot{q}(t) dt$, esto es

$$S(q) = \int_a^b \sqrt{1 + \dot{q}^2(t)} dt$$

por lo que $L = \sqrt{1 + \dot{q}^2(t)}$, implicando que $\partial L / \partial q = 0$ mientras que $\partial L / \partial \dot{q} = \dot{q} / \sqrt{1 + \dot{q}^2(t)}$ con lo que se obtiene que la ecuación de Euler-Lagrange se reduce a $\frac{d}{dt} \dot{q} = 0$, esto es, el largo total se minimiza cuando \dot{q} es constante lo que, da

$$q(t) = \frac{ad - bc + (c - d)t}{a - b}$$

cuando se impone las condiciones de los extremos: resulta una recta.

9.2. Lagrangiano para las ecuaciones de Newton

Para un sistema conservativo de N partículas en 3D el lagrangiano para las ecuaciones de Newton es de la forma

$$L = K - U \quad (9.2.1)$$

donde

$$K(\dot{\vec{r}}_a) = \frac{1}{2} \sum_a m_a \dot{\vec{r}}_a^2, \quad y \quad U = U(\vec{r}_a) \quad (9.2.2)$$

y los \vec{r}_a en principio representan $3N$ coordenadas cartesianas reales. Los términos de (9.1.9) separadamente resultan ser

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{r}}_a} = \frac{d}{dt} \frac{\partial K}{\partial \dot{\vec{r}}_a} = m_a \ddot{\vec{r}}_a \quad y \quad \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}_a}$$

y las ecuaciones (9.1.8) implican las ecuaciones de Newton

$$m_a \ddot{\vec{r}}_a = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}_a} \quad (9.2.3)$$

Pero en el caso que existan restricciones de la forma

$$f_\beta(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_{3N}) = 0, \quad \beta = 1, \dots, 3N - n \quad (9.2.4)$$

se debe cuidar de resolver las ecuaciones respetando tales restricciones. En este caso el sistema tiene solo n variables dinámicas independientes: hay $3N$ variables y sobre ellas hay $3N - n$ condiciones (9.2.4), lo que implica que hay tan solo n grados de libertad. Formalmente lo que suele hacerse es incorporar $3N - n$ nuevas variables λ_β con lo cual

$$L = K - U + \sum_\beta \lambda_\beta f_\beta \quad (9.2.5)$$

Puesto que no hay términos $\dot{\lambda}_\beta$ las ecuaciones de Euler-Lagrange asociadas a los λ_β son las mismas condiciones (9.2.4).

Se supondrá que estas restricciones son tales que se pueden expresar en la forma

$$\vec{r}_a = \vec{r}_a(q_1, \dots, q_n; t) \quad (9.2.6)$$

Tales restricciones se denominan *holonómicas*.

Si una restricción se expresa en forma de una desigualdad se llama *no holonómica*. Un ejemplo sencillo es el de una partícula P que desliza por la superficie de una esfera. Para $t = 0$, P está en la cúspide e inicia un movimiento holonómico: $x^2 + z^2 = R^2$.

En un instante t_0 la partícula P pierde contacto con la superficie para caer con el movimiento parabólico de su caída libre: el movimiento pasa a ser un movimiento no holonómico que satisface $x^2 + z^2 > R^2$. No se estudiará los casos no holonómicos.

Cuando la restricción es holonómica puede resultar conveniente plantear un nuevo lagrangiano que surge del L original eliminando las variables \vec{r}_a en favor de las variables q_s con lo cual se obtiene un lagrangiano

$$L(\vec{q}, \dot{\vec{q}}) = \frac{1}{2} \sum_{s=1}^n \mu_s(\vec{q}) \dot{q}_s^2 - U(\vec{q}) \quad (9.2.7)$$

sin restricciones. Las ecuaciones ahora son

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_s} = \frac{\partial L}{\partial q_s} \quad (9.2.8)$$

En esta formulación, el término que aparece a la derecha se denomina la “fuerza generalizada”.

9.2.1. Pequeños ejemplos

Ejemplo 1. Para un oscilador armónico unidimensional $K = \frac{1}{2}m\dot{x}^2$ y $V = \frac{1}{2}kx^2$ de modo que $L = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 - \frac{1}{2}kx^2$ por lo cual

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = m\dot{x}, \quad \frac{\partial L}{\partial x} = -kx$$

que conduce a la ecuación de movimiento $m\ddot{x} = -kx$.

Ejemplo 2. El caso del péndulo plano se plantea originalmente con $K = \frac{m}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)$ y la energía potencial es $U = -mgy$ y la restricción $x^2 + y^2 = R^2$, esto es

$$L = \frac{1}{2}m(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) + mgy, \quad \text{con la restricción} \quad x^2 + y^2 = R^2 \quad (9.2.9)$$

Sin embargo es mejor hacer el reemplazo $x = R \sin q$, $y = R \cos q$, con lo que se garantiza que la restricción se satisface y se tiene

$$L = \frac{1}{2}mR^2\dot{q}^2 - mgR \cos q. \quad (9.2.10)$$

La única ecuación de Euler-Lagrange es

$$mR^2\ddot{q} = -mgR \sin q \quad \Rightarrow \quad \ddot{q} = -\frac{g}{R} \sin q. \quad (9.2.11)$$

Obsérvese que la fuerza generalizada en este ejemplo es

$$\mathcal{F} = -\frac{\partial}{\partial q} (-mgR \cos q) = -mgR \sin q .$$

que no tiene dimensiones de fuerza. La razón es que q no tiene dimensiones de longitud.

Ejemplo 3. Las ecuaciones de movimiento de un cuerpo sometido tan solo a la fuerza central que tiene asociada la energía potencial $U(r)$ se pueden obtener a partir de

$$L = \frac{m}{2} \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \dot{\phi}^2 \right) - U(r) . \quad (9.2.12)$$

Puesto que L no depende de ϕ sino tan solo de $\dot{\phi}$ se obtiene que

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = \text{constante} \implies \dot{\phi} = \frac{\text{constante}}{mr^2 \sin^2 \theta} \implies \ell_z \text{ es constante}$$

el resto es sencillo.

9.2.2. Ejemplo: partícula deslizando en superficie cónica

Para el caso de una partícula deslizando en una superficie cónica conviene plantear el problema en coordenadas esféricas con $\theta = \text{cte}$. En tal caso la velocidad es

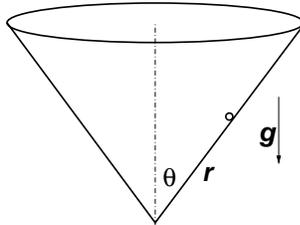


Figura 9.1: Partícula desliza por el interior de una superficie cónica.

$$\vec{v} = \dot{r} \hat{r} + r \dot{\phi} \hat{\phi} \sin \theta$$

por lo que las energías cinética K y potencial U son

$$K = \frac{m}{2} \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta \right) , \quad U = mgr \cos \theta \quad (9.2.13)$$

de donde

$$L = \frac{m}{2} \left(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta \right) - mgr \cos \theta. \quad (9.2.14)$$

La ecuación de Euler-Lagrange para la variable r resulta ser

$$\ddot{r} = r \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta - g \cos \theta. \quad (9.2.15)$$

Puesto que L no depende de ϕ sino tan solo de $\dot{\phi}$ es inmediato plantear que $\frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = \ell_z$ donde ℓ_z es una constante, lo que da

$$mr^2 \dot{\phi} \sin^2 \theta = \ell_z \quad \Rightarrow \quad \dot{\phi} = \frac{\ell_z}{mr^2 \sin^2 \theta}. \quad (9.2.16)$$

Se puede comprobar que ℓ_z es la proyección del momento angular al eje Z . Si se reemplaza esta expresión para $\dot{\phi}$ en (9.2.15) se obtiene

$$\ddot{r} = \frac{\ell_z^2}{m^2 r^3 \sin^2 \theta} - g \cos \theta \quad (9.2.17)$$

que no puede ser integrada aunque tiene una solución particular en que $r = r_c$ es constante y se determina de

$$r_c^3 = \frac{\ell_z^3}{m^2 g \cos \theta \sin^2 \theta}.$$

9.2.3. Método lagrangeano para el péndulo esférico

En coordenadas esféricas la velocidad es

$$\vec{v} = \dot{r} \hat{r} + r \dot{\phi} \sin \theta \hat{\phi} + r \dot{\theta} \hat{\theta}$$

lo que permite escribir la energía cinética de un péndulo esférico de largo R ($\Rightarrow \dot{r} = 0$) en la forma $K = \frac{mR^2}{2} (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\phi}^2)$, de modo que la forma estándar $L = K - U$, el lagrangeano en coordenadas esféricas para el péndulo esférico es

$$L = \frac{mR^2}{2} (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta \dot{\phi}^2) + mgR \cos \theta. \quad (9.2.18)$$

Puesto que en L aparece $\dot{\phi}$ pero no aparece ϕ se tiene que

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = mR^2 \sin^2 \theta \dot{\phi} \quad (9.2.19)$$

es una constante de movimiento, esto es, $\dot{\phi} \sin^2 \theta$ no cambia en el tiempo y depende tan solo de las condiciones iniciales. A esta constante la denominaremos λ

$$\dot{\phi} \sin^2 \theta = \lambda \quad \implies \quad \dot{\phi} = \frac{\lambda}{\sin^2 \theta}. \quad (9.2.20)$$

No es difícil darse cuenta que esta cantidad es proporcional a la componente Z del momento angular, que, en efecto, es una cantidad conservada.

La ecuación asociada a la variable θ es

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{R} \sin \theta - \dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta = 0 \quad (9.2.21)$$

que, usando (9.2.20), da

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{R} \sin \theta - \lambda^2 \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} = 0. \quad (9.2.22)$$

Puede apreciarse lo sencillo que ha sido llegar a esta ecuación que describe el movimiento más general del péndulo esférico.

9.2.4. Ejemplo: péndulo que nace en barra que rota

Se tiene una barra OA, de largo R que gira en un plano vertical con velocidad angular constante ω . De su extremo A nace una barra ideal rígida de largo b en cuyo extremo B tiene una partícula puntual de masa m.

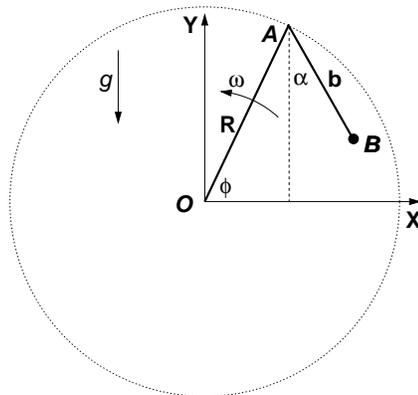


Figura 9.2: Una barra OA gira con velocidad angular uniforme ω y de su extremo A nace un péndulo que tiene partícula de masa m en su extremo B.

Se designará (x, y) a las coordenadas de la partícula en B.

Llamando ϕ (y que vale ωt) al ángulo que forma OA con el eje X y α al ángulo que forma la barra AB con la vertical se puede comprobar que

$$\begin{aligned}x &= R \cos \phi + b \sin \alpha \\y &= R \sin \phi - b \cos \alpha\end{aligned}$$

las que constituyen restricciones holonómicas. El sistema tiene un solo grado de libertad el cual es descrito por el ángulo α . La energía cinética es $K = \frac{1}{2} m (\dot{x}^2 + \dot{y}^2)$ y la energía potencial se puede poner en la forma $U = mgy$.

La componente \dot{x} de la velocidad se puede calcular como sigue y en forma similar se calcula \dot{y} ,

$$\begin{aligned}\dot{x} &= \frac{\partial x}{\partial \phi} \dot{\phi} + \frac{\partial x}{\partial \alpha} \dot{\alpha} \\&= -R\omega \sin \phi + b\dot{\alpha} \cos \alpha \\ \dot{y} &= R\omega \cos \phi + b\dot{\alpha} \sin \alpha\end{aligned}$$

lo que lleva a determinar que K y U son

$$\begin{aligned}K &= \frac{m}{2} \left(R^2 \omega^2 + b^2 \dot{\alpha}^2 + 2Rb\omega \dot{\alpha} \sin(\alpha - \omega t) \right), \\U &= mg (R \sin \phi - b \cos \alpha).\end{aligned}$$

De $L = K - U$ se obtiene que

$$\frac{\partial L}{\partial \alpha} = m b (\dot{\alpha} R \omega \cos(\alpha - \omega t) - g \sin \alpha), \quad (9.2.23)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial L}{\partial \dot{\alpha}} &= m b (R \omega \sin(\alpha - \omega t) + b \dot{\alpha}), \\ \Rightarrow \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\alpha}} &= m b (\dot{\alpha} R \omega \cos(\alpha - \omega t) + b \ddot{\alpha}).\end{aligned} \quad (9.2.24)$$

Viéndose que se producen cancelaciones que arrojan como ecuación de movimiento

$$\ddot{\alpha} = \frac{R}{b} \omega^2 \cos(\alpha - \omega t) - \frac{g}{b} \sin \alpha \quad (9.2.25)$$

9.2.5. Ejemplo: caso con dos masas

En el caso de la figura 9.3 se tiene un bloque de masa m_1 con coordenada x_1 y una masa m_2 , coordenadas (x_2, y_2) , en el extremo de una barra de largo R que nace en la partícula 1. Se puede plantear inicialmente que

$$K = \frac{m_1}{2} \dot{x}_1^2 + \frac{m_2}{2} (\dot{x}_2^2 + \dot{y}_2^2)$$

y la única energía potencial es

$$V = mgy_2 \quad \text{se debe entender que } y_2 < 0$$

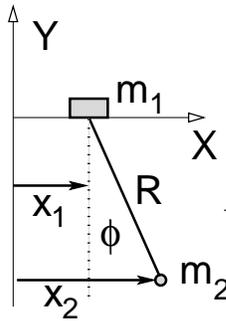


Figura 9.3: De un bloque de masa m_1 pende, mediante un hilo de largo R , una partícula de masa m_2 .

con la restricción

$$(x_2 - x_1)^2 + y_2^2 = R^2 \quad (9.2.26)$$

para garantizar que la barra tenga largo fijo.

Para satisfacer automáticamente la restricción conviene reemplazar $\{x_1, x_2, y_2\}$ por $\{X, \phi\}$ donde X es la coordenada horizontal del centro de masa,

$$MX = m_1 x_1 + m_2 x_2, \quad M \equiv m_1 + m_2$$

de modo que

$$\begin{aligned} x_1 &= X - \frac{m_2}{M} R \sin \phi \\ x_2 &= X + \frac{m_1}{M} R \sin \phi \\ y_2 &= -R \cos \phi \end{aligned} \quad (9.2.27)$$

con lo que el lagrangiano queda tan solo en términos de $\{X, \phi\}$ y sus derivadas,

$$L = \frac{M}{2} \dot{X}^2 + \frac{m_2 R^2}{2} \frac{m_1 + m_2 \sin^2 \phi}{M} \dot{\phi}^2 + m_2 g \cos \phi \quad (9.2.28)$$

Puesto que $\frac{\partial L}{\partial X} = 0$, la variable $X(t)$, que da la posición X del centro de masa, describe un movimiento con velocidad uniforme determinada por las condiciones iniciales.

La ecuación de Euler-Lagrange para el ángulo $\phi(t)$ resulta un tanto complicada. Pero si se hace la aproximación de ángulos pequeños se obtiene una ecuación de oscilador armónico,

$$\ddot{\phi} \approx -\frac{Mg}{m_1 R} \phi \quad (9.2.29)$$

9.2.6. Ejemplo: péndulo cónico perturbado

Al ver coordenadas esféricas se establece que la velocidad es

$$\vec{v} = \dot{r}\hat{r} + r\dot{\phi}\sin\theta + r\dot{\theta}\hat{\theta}$$

permite escribir la energía cinética de un péndulo esférico de largo R ($\Rightarrow \dot{r} = 0$) en la forma $K = \frac{mR^2}{2} (\dot{\theta}^2 + \sin^2\theta \dot{\phi}^2)$, de modo que la forma estándar $L = K - V$, el lagrangiano en coordenadas esféricas para el péndulo esférico es

$$L = \frac{mR^2}{2} (\dot{\theta}^2 + \sin^2\theta \dot{\phi}^2) + mgR \cos\theta. \quad (9.2.30)$$

Puesto que en L aparece $\dot{\phi}$ pero no aparece ϕ se tiene que

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = mR^2 \sin^2\theta \dot{\phi} \quad (9.2.31)$$

es una constante de movimiento, esto es, $\dot{\phi} \sin^2\theta$ no cambia en el tiempo y depende tan solo de las condiciones iniciales. Se denominará ω a esta constante

$$\dot{\phi} \sin^2\theta = \omega \quad \Rightarrow \quad \dot{\phi} = \frac{\omega}{\sin^2\theta}. \quad (9.2.32)$$

No es difícil darse cuenta que esta cantidad es la componente Z del momento angular, que, en efecto, es una cantidad conservada.

La ecuación asociada a la variable θ es

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{R} \sin\theta - \dot{\phi}^2 \sin\theta \cos\theta = 0 \quad (9.2.33)$$

que, usando (9.2.32) da

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{R} \sin\theta - \omega^2 \frac{\cos\theta}{\sin^3\theta} = 0. \quad (9.2.34)$$

Puede apreciarse lo sencillo que ha sido llegar a esta ecuación que describe la dinámica del ángulo θ en el movimiento más general del péndulo esférico.

Caso particular 1: el péndulo plano. Si se toma el caso en que $\phi = \phi_0$ es constante por lo que necesariamente $\omega = 0$ y la ecuación es la conocida ecuación para el péndulo plano:

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{R} \sin \theta = 0. \quad (9.2.35)$$

Caso particular 2: el péndulo cónico. Este es un caso en que $\theta = \theta_0$ es una constante. En tal caso la velocidad angular del péndulo es constante y vale

$$\dot{\phi} = \dot{\phi}_0 = \frac{\omega}{\sin^2 \theta_0} = \sqrt{\frac{g}{R \cos \theta_0}} \quad (9.2.36)$$

lo que determina que la constante ω valga

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{R \cos \theta_0}} \sin^2 \theta_0. \quad (9.2.37)$$

Caso particular 3, péndulo casi cónico. Esta vez se supondrá que el movimiento es muy cercano a cónico, de modo que

$$\theta(t) = \theta_0 + \delta(t) \quad (9.2.38)$$

donde la función $\delta(t)$ es muy pequeña. Esto se reemplaza en la ecuación maestra (B.2.9) y se hace uso de las aproximaciones

$$\sin(\theta) \approx \sin \theta_0 + \delta \cos \theta_0, \quad \cos(\theta) \approx \cos(\theta_0) - \delta \sin(\theta_0)$$

con lo que se obtiene

$$\ddot{\delta} + \dot{\phi}_0^2 (1 + 3 \cos^2 \theta_0) \delta = 0 \quad (9.2.39)$$

que es la ecuación de oscilador armónico que admite una solución

$$\delta(t) = \delta_0 \cos \Omega t \quad \text{con} \quad \Omega = \dot{\phi}_0 \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta_0}$$

viéndose que el ángulo θ oscila con frecuencia angular Ω en torno al valor θ_0

$$\theta \approx \theta_0 + \delta_0 \cos \Omega t. \quad (9.2.40)$$

La magnitud angular de tales oscilaciones en torno al valor θ_0 es δ_0 . La única restricción sobre δ_0 es que sea suficientemente pequeño para que las aproximaciones funcionen sean válidas.

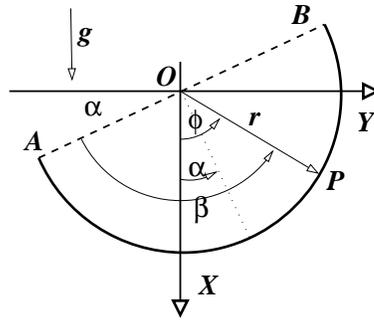


Figura 9.4: Alambre semicircular que oscila debido a su propio peso.

9.2.7. Ejemplo sencillo con cuerpo rígido

Una forma sencilla de obtener las ecuaciones de movimiento de un cuerpo rígido consiste en obtener primero su energía cinética y potencial para luego hacer uso de las ecuaciones de Euler-Lagrange.

El movimiento de un cuerpo rígido, ya descrito en el capítulo 8, tiene a lo más seis grados de libertad: tres se refieren a traslación y pueden estar indicados por el movimiento del centro de masa, esto es, descrito por \vec{R}_G y otros tres que pueden asociarse a la velocidad angular instantánea $\vec{\Omega}$ del cuerpo. Pero en los casos en que el cuerpo tiene un punto fijo a un sistema inercial no hay dinámica de traslación no trivial y tan solo interesa estudiar la rotación del cuerpo.

Considérese el caso de un alambre semicircular que puede oscilar en torno a su centro de curvatura. Para obtener la energía cinética se toma en cuenta que la velocidad tangencial de cualquier elemento de masa dm es $v = R\dot{\alpha}$, mientras que $dm = \frac{M}{\pi}d\phi$, de modo que

$$K = \frac{1}{2} \int_{-\pi/2+\alpha}^{\pi/2+\alpha} (R\dot{\alpha})^2 \frac{M}{\pi} d\phi = \frac{MR^2}{2} \dot{\alpha}^2$$

mientras que

$$U = g \int_{-\pi/2+\alpha}^{\pi/2+\alpha} R \cos \phi \frac{M}{\pi} d\phi = \frac{2MgR}{\pi} \cos \alpha$$

esto es,

$$L = \frac{MR^2}{2} \dot{\alpha}^2 - \frac{2MgR}{\pi} \cos \alpha.$$

Se puede ver que la ecuación de Euler-Lagrange en este caso es (2.3.32).

9.2.8. Ejemplo: cadena de osciladores y modos normales

9.2.8.1. El lagrangiano

Consideremos el problema clásico no-relativista de una cadena unidimensional de partículas P_n de masa κ tal que cada partícula n está unida a la partícula $n+1$ por un

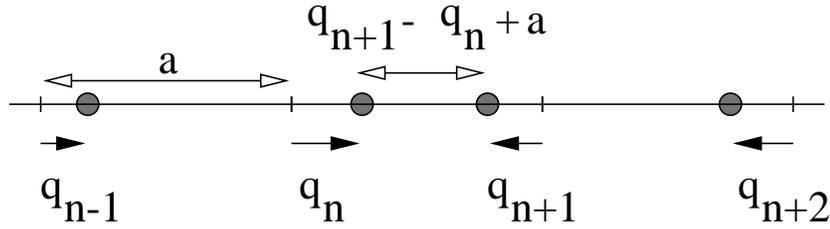


Figura 9.5: Cadena unidimensional de masas. La partícula n se desvía q_n de su punto de reposo x_n y $x_n - x_{n-1} = a$. La cadena tiene largo $L = Na$.

resorte de largo natural a y constante elástica $k = \kappa \left(\frac{c}{a}\right)^2$. Además cada partícula n está unida por otro resorte de longitud natural nula y constante elástica $\kappa \Omega_0^2$ al punto de coordenada $x_n = n a$. El largo de la cadena es $L = Na$. Se tomará una cadena periódica, de N partículas, de modo que la partícula $n + N$ es idéntica a la partícula n y, en particular, la coordenada q_n debe satisfacer,

$$q_{N+n} = q_n. \quad (9.2.41)$$

Para que el análisis resulte más sencillo se considerará N par, $N = 2M$.

El lagrangiano de este sistema es

$$L = \sum_{n=1}^N \left\{ \kappa \frac{\dot{q}_n^2}{2} - \frac{\kappa}{2} \left(\frac{c}{a}\right)^2 (q_{n+1} - q_n)^2 - \frac{\kappa}{2} \Omega_0^2 q_n^2 \right\} \quad (9.2.42)$$

y las correspondientes ecuaciones de movimiento asociadas los q_n son

$$\kappa \ddot{q}_n = \frac{\kappa c^2}{a^2} (q_{n+1} - 2q_n + q_{n-1}) - \kappa \Omega_0^2 q_n. \quad (9.2.43)$$

Este sistema de ecuaciones parece muy complicado, sin embargo, veremos que se puede hacer un cambio de variables que simplifica el problema.

Repasaremos que la forma de oscilar de este sistema se puede descomponer en N *modos normales* de oscilación cada cual con una frecuencia propia.

9.2.8.2. Modos normales

Para obtener tales modos normales conviene hacer una transformación discreta de Fourier,

$$q_n = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_s Q_s e^{ins}, \quad p_n = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_s P_s e^{-ins}. \quad (9.2.44)$$

Al imponer que se cumpla la condición de periodicidad (9.2.41) se obtiene que $e^{iNs} = 1$ lo que implica que Ns tiene que ser un múltiplo entero de 2π , $Ns = 2j\pi$ con j entero, con lo cual s puede tomar N valores

$$s = \frac{2j\pi}{N} \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(M-1), M. \quad (9.2.45)$$

El rango de variación de s en (9.2.44) es de N valores consecutivos que a veces nos convendrá tomar simétricos en torno a cero particularmente porque la exigencia de que tanto los q_n como los p_n sean reales permite obtener que

$$Q_{-s}^* = Q_s \quad y \quad P_{-s}^* = P_s. \quad (9.2.46)$$

De la relación $p_n = \kappa \dot{q}_n$ se obtiene que

$$P_s = \kappa \dot{Q}_s^*. \quad (9.2.47)$$

La forma $q_n(t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_s Q_s(t) e^{ins}$ muestra que a medida que n va tomando sus valores desde 1 hasta su valor máximo N , la exponencial alcanza a tener el exponente $i2\pi j$, es decir, la exponencial toma j veces el valor $e^{2i\pi} = 1$, lo que permite asociar al modo s una longitud de onda

$$\lambda = \frac{L}{j} \quad \Rightarrow \quad \text{un vector de onda} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi j}{L}. \quad (9.2.48)$$

En lo que sigue, muchas veces se hará uso de

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N e^{2\pi i n r/N} = \delta_{0,r} \quad (9.2.49)$$

donde r es entero y $0 \leq r < N$.

Una forma de convencerse de la propiedad (9.2.49) se consigue tomado en cuenta los siguientes factores: $\zeta \equiv e^{i\alpha}$ es un número complejo sobre la circunferencia unitaria y que puede verse como una rotación del número

1 en un ángulo α en el plano complejo. La potencia ζ^r es una rotación en un ángulo $r\alpha$ del mismo número 1. Si α es una fracción entera de 2π , es decir, si $\alpha = 2\pi/N$, entonces $\zeta^N = 1$ y es fácil convencerse que el conjunto $\{\zeta^n\}_{n=1..N}$ es el conjunto de todas las soluciones de la ecuación $z^N = 1$. Puesto que estas raíces tienen la forma genérica $z = \zeta^r$, entonces $z^N = \zeta^{rN} = 1$. Además el conjunto $\{z^n\}_{n=1..N}$ también recorre todas las raíces de $z^N = 1$.

Por otro lado, si se tiene una ecuación de la forma $\sum_{k=0}^N a_k z^k = 0$, la suma de todas las raíces z_j satisface $\sum z_j = -a_{N-1}$ y en nuestra ecuación $z^N - 1 = 0$ el coeficiente a_{N-1} es nulo, es decir $\sum_{n=1}^N \zeta^n = 0$. Pero como z^r también sirve como base para generar todas las raíces de $z^N - 1$ entonces más en general $\sum_{n=1}^N \zeta^{rn} = 0$. El único caso en que esto no es cierto es cuando $r = 0$, ya que en tal caso todos los sumandos valen la unidad y $\frac{1}{N} \sum_n \zeta^0 = 1$.

La propiedad (9.2.49) también será escrita en la forma

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N e^{i(s-s')n} = \delta_{s,s'} \quad (9.2.50)$$

entendiendo que los números s son del tipo (9.2.45).

Las relaciones inversas a (9.2.44) son

$$Q_s = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N e^{-ins} q_n \quad P_s = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N e^{ins} p_n. \quad (9.2.51)$$

La energía cinética del sistema es

$$K = \frac{1}{2k} \sum_n p_n^2 = \frac{1}{2kN} \sum_n \sum_{s,s'} e^{-in(s+s')} P_s P_{s'}.$$

Haciendo primero la suma sobre n se obtiene un $\delta_{s',-s}$ que permite eliminar la suma sobre s' colocando $s' = -s$ lo que da

$$K = \frac{1}{2k} \sum_s P_s P_s^*. \quad (9.2.52)$$

De la energía potencial hay diversos tipos de contribuciones. Debiera ser obvio que $\sum_n q_n^2 = \sum_n q_{n+1}^2$ y es fácil ver que

$$\sum_n q_n^2 = \sum_s Q_s Q_s^* \quad (9.2.53)$$

mientras que

$$\sum_n q_n q_{n+1} = \frac{1}{N} \sum_n \sum_{s,s'} e^{ins+i(n+1)s'} Q_s Q_{s'} = \sum_s e^{-is} Q_s Q_{-s}$$

pero como $Q_s Q_{-s}$ no cambia si se hace el cambio $s \rightarrow -s$, entonces se puede reemplazar el coeficiente e^{-is} por $\frac{1}{2}(e^{is} + e^{-is}) = \cos s$ y por tanto

$$\sum_n q_n q_{n+1} = \sum_s \cos s Q_s Q_s^*. \quad (9.2.54)$$

El lagrangiano L definido al comienzo tiene dos términos de energía potencial—sean V_1 y V_2 —que a continuación son evaluados separadamente. Primero

$$\begin{aligned} V_1 &= \frac{\kappa}{2} \left(\frac{c}{a}\right)^2 \sum_n (q_{n+1} - q_n)^2 \\ &= \kappa \left(\frac{c}{a}\right)^2 \sum_n (q_n^2 - q_n q_{n+1}) \\ &= \kappa \left(\frac{c}{a}\right)^2 \sum_s (1 - \cos s) Q_s Q_s^* \\ &= \kappa \left(\frac{c}{a}\right)^2 \sum_s 2 \sin^2 \frac{s}{2} Q_s Q_s^* \\ &= \frac{\kappa}{2} \left(\frac{c}{a}\right)^2 \sum_s \left(2 \sin \frac{s}{2}\right)^2 Q_s Q_s^* \end{aligned} \quad (9.2.55)$$

en cambio

$$V_2 = \frac{\kappa}{2} \Omega_0^2 \sum_n q_n^2 = \frac{\kappa}{2} \Omega_0^2 \sum_s Q_s Q_s^*. \quad (9.2.56)$$

Por tanto el lagrangiano total puede ser separado en la suma independiente de lagrangianos para cada modo normal s ,

$$\begin{aligned} L &= \sum_s L_s \\ L_s &= \frac{1}{2\kappa} P_s P_s^* - \frac{\kappa}{2} \left\{ \left(\frac{c}{a}\right)^2 \left(2 \sin \frac{s}{2}\right)^2 + \Omega_0^2 \right\} Q_s Q_s^* \end{aligned} \quad (9.2.57)$$

que conduce a las ecuaciones de movimiento

$$\ddot{Q}_s = -\omega_s^2 Q_s \quad \text{con} \quad \omega_s = \sqrt{\left(\frac{c}{a}\right)^2 \left(2 \sin \frac{s}{2}\right)^2 + \Omega_0^2}. \quad (9.2.58)$$

El modo s está caracterizado por la frecuencia angular ω_s .

Cada lagrangiano independiente L_s tiene la forma de un oscilador armónico aislado, tan solo que con variables complejas,

$$L_s = \frac{1}{2\kappa} P_s P_s^* - \frac{\kappa}{2} \omega_s^2 Q_s Q_s^* .$$

La solución de (9.2.58) es

$$Q_s(t) = Q_s(0) \cos \omega_s t + \frac{\dot{Q}_s(0)}{\omega_s} \sin \omega_s t . \quad (9.2.59)$$

Este $Q_s(t)$ depende de s a través de ω_s y $\omega_s = \omega_{-s}$, que implica $Q_s = Q_{-s}$ que es consistente con (9.2.46) porque Q_s es real.

9.2.8.3. Límite al continuo y el uso de \hbar

Si $j \ll N$ el argumento $\frac{j}{2}$ de la función *seno* es pequeño y la frecuencia angular ω_s se puede aproximar por

$$\begin{aligned} \omega_s &\approx \sqrt{\left(\frac{c}{a}\right)^2 \frac{4j^2\pi^2}{N^2} + \Omega_0^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{2\pi j}{L}\right)^2 c^2 + \Omega_0^2} \\ &= \sqrt{k_s^2 c^2 + \Omega_0^2} \quad \text{con} \quad k_s \equiv \frac{2\pi j}{L} . \end{aligned} \quad (9.2.60)$$

Si bien este es un sistema no relativista y clásico es interesante observar que si se asocia a ω_s la *energía cuántica* $E_s = \hbar\omega_s$, al *vector de onda* k_s se le asocia el momentum lineal $p_s = \hbar k_s$ y a Ω_0 la energía en reposo (la que subsiste cuando el momentum p_s es nulo), $\hbar\Omega_0 = \mu c^2$, entonces (9.2.60) toma la forma

$$E_s = \sqrt{p_s^2 c^2 + \mu^2 c^4} . \quad (9.2.61)$$

En particular la solución asociada a $j = 0$ tiene energía

$$E = \mu c^2 . \quad (9.2.62)$$

Aunque los resultados anteriores puedan resultar sorprendentes, son de una enorme generalidad. En física cuántica, las pequeñas excitaciones—en torno a un equilibrio estable—de sistemas de muchos grados de libertad, se comportan como partículas.

Así surge el concepto de fonones en redes elásticas y en líquidos, como ondas localizadas de spin en materiales ferromagnéticos, etc. Y estas excitaciones que se comportan como partículas en general tienen masa no nula.

Como ya se discutió antes, los sistemas relativistas necesariamente deben tratar la dinámica de campos y entonces surge la necesidad de describirlos cuánticamente. El primer atisbo de tal necesidad viene de la descripción de la radiación de cuerpo negro de Planck (1900) y de la teoría del efecto fotoeléctrico de Einstein de 1905.

9.2.9. Partícula cargada en presencia de campo electromagnético

Considérese el lagrangiano de partícula de carga eléctrica e y masa m en presencia de un campos eléctrico y magnético,

$$L = \frac{1}{2}m v^2 - eU(\vec{r}, t) + e\vec{v} \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) \quad (9.2.63)$$

donde U es el potencial eléctrico y \vec{A} es una cantidad llamada el *potencial vectorial*. Estas cantidades se relacionan a los campos eléctrico \vec{E} y magnético \vec{B} por medio de

$$\vec{E} = -\nabla U - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad (9.2.64)$$

Se puede demostrar que las ecuaciones de Euler-Lagrange en este caso son

$$m\ddot{\vec{r}} = e\vec{E} + e\vec{v} \times \vec{B}.$$

En el caso particular en que hay tan solo campo magnético—por lo cual U es nulo, quedando solo \vec{A} —la ecuación de movimiento se reduce a

$$m\ddot{\vec{r}} = e\vec{v} \times \vec{B}$$

que tiene la peculiaridad de tener al lado derecho una fuerza que depende de la velocidad y sin embargo la energía cinética del sistema se conserva. En efecto, si la última ecuación es multiplicada por $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ el lado derecho se anula y queda que

$$\frac{m}{2} \frac{d}{dt} (\vec{v} \cdot \vec{v}) = 0.$$

Si el campo magnético es uniforme, $\vec{B} = \vec{B}_0$ la trayectoria de la partícula es una hélice de paso y radio constantes que se apoya en una superficie cilíndrica cuyo eje es paralelo a \vec{B}_0 . Nota marginal: cuando se estudie electromagnetismo se verá que esta partícula de carga eléctrica e emite radiación electromagnética que la frena, esto es, en el caso real la energía cinética no se conserva.

9.2.10. Y aun otros ejemplos

- Una partícula cayendo por su propio peso por curva helicoidal de paso h y radio R del cilindro.

Puesto que $\vec{v} = (R\hat{\phi} - h\hat{k})\dot{\phi}$ se tiene que

$$L = \frac{m}{2} (R^2 + h^2) \dot{\phi}^2 - mgh\phi. \quad (9.2.65)$$

- Partícula restringida a moverse por curva $z = G(x)$:

$$L = \frac{m}{2} (1 + G'^2) \dot{x}^2 - mgG(x). \quad (9.2.66)$$

9.3. Problemas

9.1 Se tiene una polea una rueda ideal sin masa ni roces con eje horizontal fijo en cuyo perímetro se apoya un hilo. En los extremos del hilo cuelgan sendas partículas de masas m_1 y m_2 con $m_1 < m_2$. Determine el lagrangiano L del sistema teniendo como datos las dos masas y la aceleración de gravedad, obtenga las ecuaciones de movimiento y la aceleración con que desciende la masa m_2 .

9.2 Obtenga las ecuaciones de Euler-Lagrange de un péndulo esférico.

9.3 Ecuaciones para el péndulo doble plano: una partícula de masa m_1 pende de un hilo de largo R_1 . El otro extremo de este hilo está fijo a un punto P . De la partícula nace otro hilo de largo R_2 en cuyo extremo hay una partícula de masa m_2 . Escriba las ecuaciones de Euler-Lagrange en el caso en que el movimiento ocurre en un plano fijo.

9.4 Escriba el lagrangiano de un sistema vertical suelo-resorte (k_1, d_1)-partícula (m_1)-resorte (k_2, d_2)-partícula (m_2) en presencia de gravedad.

9.5 Obtenga las ecuaciones de Euler-Lagrange de un cilindro de radio R , largo h que rueda sin deslizar por un plano inclinado (ángulo α).

Apéndice A

Operadores ∇ (nabla) en coordenadas curvilíneas

A.1. Gradiente, divergencia, rotor y laplaciano

En coordenadas cartesianas el operador diferencial ∇ se define como

$$\nabla = \hat{i} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{j} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{A.1.1})$$

Las coordenadas cilíndricas (ρ, ϕ, z) se definen por su relación con las coordenadas cartesianas (x, y, z) por

$$\begin{aligned} x &= \rho \cos \phi, \\ y &= \rho \sin \phi, \\ z &= z. \end{aligned} \quad (\text{A.1.2})$$

y las coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) se definen por las relaciones

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \phi, \\ y &= r \sin \theta \sin \phi, \\ z &= r \cos \theta. \end{aligned} \quad (\text{A.1.3})$$

En base a estas coordenadas se define los operadores: gradiente ∇ , divergencia $\nabla \cdot$, rotor $\nabla \times$ y laplaciano ∇^2 en la tabla que sigue.

	cilíndricas	esféricas
gradiente	$\hat{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\hat{\phi}}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} + \hat{k} \frac{\partial}{\partial z}$	$\hat{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\hat{\theta}}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\hat{\phi}}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi}$
divergencia	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho A_\rho)}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$	$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 A_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial(\sin \theta A_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial A_\phi}{\partial \phi} \right)$
rotor	$\hat{\rho} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial A_z}{\partial \phi} - \frac{\partial A_\phi}{\partial z} \right) +$ $\hat{\phi} \left(\frac{\partial A_\rho}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \right) +$ $\frac{\hat{k}}{\rho} \left(\frac{\partial(\rho A_\phi)}{\partial \rho} - \frac{\partial A_\rho}{\partial \phi} \right)$	$\frac{\hat{r}}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial \sin \theta A_\phi}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial \phi} \right) +$ $\frac{\hat{\theta}}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial A_r}{\partial \phi} - \frac{\partial(r \sin \theta A_\phi)}{\partial r} \right) +$ $\frac{\hat{\phi}}{r} \left(\frac{\partial(r A_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right)$
laplaciano	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) +$ $\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$	$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) +$ $\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) +$ $\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$

Apéndice B

Movimiento relativo

En lo que sigue se usará la noción de *diferenciales* tales como dx o df . Por ejemplo la función f evaluada en $x + dx$, $f(x + dx)$, puede también escribirse $f(x + dx) \approx f(x) + \frac{df}{dx} dx$ lo que también se expresa en la forma $df = \frac{df}{dx} dx$.

B.1. Área barrida y velocidad angular

Si se tiene una función vectorial $\vec{D}(t)$, ella barre un “área” $d\vec{S}$ en un lapso dt que se expresa en la forma

$$\begin{aligned} d\vec{S} &= \frac{1}{2} \vec{D}(t) \times \vec{D}(t + dt) \\ &\approx \frac{1}{2} \vec{D}(t) \times (\vec{D}(t) + \dot{\vec{D}}(t) dt) \\ &\approx \frac{dt}{2} \vec{D}(t) \times \dot{\vec{D}}(t). \end{aligned} \quad (\text{B.1.1})$$

Por otro lado la magnitud dS se puede expresar como el área del sector de círculo de radio $\|\vec{D}\|$ cuando se ha barrido un pequeño ángulo $d\alpha$,

$$dS = \frac{1}{2} \|\vec{D}(t)\|^2 d\alpha.$$

Puesto que $\|d\vec{S}\| = dS$ se obtiene que

$$\|\vec{D}(t) \times \dot{\vec{D}}(t)\| dt = \|\vec{D}(t)\|^2 d\alpha$$

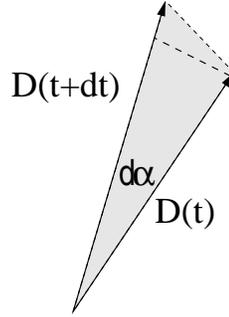


Figura B.1: El área que barre $\vec{D}(t)$ cuando esta función se reorienta en un pequeño ángulo $d\alpha$.

y como la magnitud de la velocidad angular es $\omega_D = d\alpha/dt$ y su dirección corresponde a la del vector $\vec{D}(t) \times \dot{\vec{D}}(t)$, se obtiene que

$$\vec{\omega}_D = \frac{\vec{D}(t) \times \dot{\vec{D}}(t)}{\|\vec{D}(t)\|^2}. \quad (\text{B.1.2})$$

Si se hace el producto cruz de cada miembro de esta igualdad con \vec{D} se obtiene

$$\vec{\omega}_D \times \vec{D} = \frac{d\vec{D}}{dt} - \frac{\vec{D} \cdot \frac{d\vec{D}}{dt}}{\|\vec{D}\|^2} \vec{D}. \quad (\text{B.1.3})$$

En particular, si \vec{D} es de magnitud constante entonces necesariamente

$$\vec{D} \cdot (d\vec{D}/dt) = 0.$$

Esto es lo que resulta, por ejemplo, si \vec{D} es un vector unitario.

B.2. Derivada temporal según el sistema de referencia

B.2.1. Derivada de un vector cualquiera

Si se tiene una cantidad vectorial dependiente del tiempo: $\vec{B}(t)$, ella expresada en un sistema de referencia S' es

$$\vec{B}(t) = b_1(t)\hat{i}' + b_2(t)\hat{j}' + b_3(t)\hat{k}' \quad (\text{B.2.1})$$

donde los vectores $[\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}']$ son una base ortonormal fija en S' . Al calcular la derivada $(d\vec{B}/dt)_S$ en el sistema de referencia S usando la expresión (B.2.1) se obtiene

$$\left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_S = \left(\frac{db_1}{dt}\hat{i}' + \dots\right) + \left(b_1\left(\frac{d\hat{i}'}{dt}\right)_S + \dots\right). \quad (\text{B.2.2})$$

El primer paréntesis es la derivada de \vec{B} cuando la base $[\hat{i}', \hat{j}', \hat{k}']$ no varía, en otras palabras, es la derivada de \vec{B} en el sistema S' . Haciendo uso de (B.1.3) las derivadas en el segundo paréntesis son iguales a $\vec{\Omega} \times \hat{i}, \dots$ de modo que

$$\left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_S = \left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_{S'} + \vec{\Omega} \times \vec{B}. \quad (\text{B.2.3})$$

B.2.2. Derivada del vector posición

Considerando dos sistemas de referencia S y S' cuyos orígenes son \mathcal{O} y \mathcal{O}' respectivamente, y se denomina \vec{R} al vector $\overrightarrow{\mathcal{O}\mathcal{O}'}$, de modo que $\vec{r} = \vec{r}' + \vec{R}$ y

$$\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_S = \left(\frac{d\vec{r}'}{dt}\right)_{S'} + \dot{\vec{R}} \quad (\text{B.2.4})$$

pero de (B.2.3) se sabe que

$$\left(\frac{d\vec{r}'}{dt}\right)_S = \left(\frac{d\vec{r}'}{dt}\right)_{S'} + \vec{\Omega} \times \vec{r}' \quad (\text{B.2.5})$$

por lo cual

$$\vec{v} = \dot{\vec{R}} + \vec{v}' + \vec{\Omega} \times \vec{r}'. \quad (\text{B.2.6})$$

B.2.3. Derivada del vector velocidad

Puesto que la aceleración \vec{a} es la derivada del vector velocidad se tiene que

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \left(\frac{d\vec{v}}{dt}\right)_S \\ &= \ddot{\vec{R}} + \left(\frac{d\vec{v}'}{dt}\right)_S + \dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}' + \vec{\Omega} \times (d\vec{r}'/dt)_S. \end{aligned} \quad (\text{B.2.7})$$

El segundo término del lado derecho es $\left(\frac{d\vec{v}'}{dt}\right)_S = \left(\frac{d\vec{v}'}{dt}\right)_{S'} + \vec{\Omega} \times \vec{v}'$ y el segundo factor del último término es $(d\vec{r}'/dt)_S = \vec{v}' + \vec{\Omega} \times \vec{r}'$. Haciendo estos reemplazos en (B.2.7)

se despeja $\vec{a}' = \left(\frac{d\vec{v}'}{dt}\right)_{S'}$, obteniéndose

$$\vec{a}' = \vec{a} - \ddot{\vec{R}} - \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}') - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}' - \dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}'. \quad (\text{B.2.8})$$

B.2.4. La ecuación de movimiento en un sistema no inercial

Si en la expresión (B.2.8) multiplicada por la masa de la partícula se supone que el sistema de referencia S es inercial, se cumple que $m\vec{a} = \vec{F}$. En general el sistema de referencia S' no lo es, y de la expresión (B.2.8) se obtiene

$$m\vec{a}' = \vec{F} - m\ddot{\vec{R}} - m\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}') - 2m\vec{\Omega} \times \vec{v}' - m\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}'. \quad (\text{B.2.9})$$

Los términos segundo, tercero y cuarto del lado derecho de esta relación tiene nombres propios:

$-m\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}')$	fuerza centrífuga,
$-2m\vec{\Omega} \times \vec{v}'$	fuerza de Coriolis,
$-m\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}'$	fuerza transversal.

Esto es, en S' el producto de la masa m por la aceleración \vec{a}' es igual a la suma de una serie de términos. El primero es la fuerza \vec{F} que se tiene en A . El segundo se debe a la aceleración de S' , el tercero y cuarto se llaman *fuerza centrífuga*, el *fuerza de Coriolis* respectivamente. El último término se denomina en fuerza transversal.

Veamos una situación muy sencilla: en un sistema inercial S se tiene un disco horizontal rotando en torno a su eje vertical (esto es, el eje es paralelo a \vec{g}), que es el eje Z en las coordenadas de S . A lo largo de un radio del disco desliza una partícula P . El disco está fijo a un sistema no inercial S' cuyo origen coincide con el de S y además el radio define la dirección del eje X' de S' , esto es, en el sistema S' la partícula P se mueve en línea recta. Sea $r(t)$ la distancia entre el origen común de los dos sistemas de referencia. Las seudofuerzas sobre P que aparecen en S' son:

$$\begin{aligned} \vec{f}_{\text{centrifuga}} &= -m\Omega\hat{k} \times (\Omega\hat{k} \times r(t)\hat{i}') = m\Omega^2 r(t)\hat{i}' \\ \vec{f}_{\text{Coriolis}} &= -2m\Omega\hat{k} \times (\dot{r}(t))\hat{i}' = -2m\Omega\dot{r}(t)\hat{j}'. \end{aligned} \quad (\text{B.2.10})$$

En este ejemplo la fuerza transversal es nula porque $\vec{\Omega}$ es constante.

Se observa que $\vec{f}_{\text{centrifuga}}$ apunta hacia afuera como es de esperar y $\vec{f}_{\text{Coriolis}}$ trata de sacar a la partícula de su movimiento puramente radial.

B.3. Ejemplo

Se considera una partícula que se puede mover en una circunferencia de radio R que está en un plano vertical. El centro \mathcal{O}' de la circunferencia rota en torno al origen \mathcal{O} y la distancia entre \mathcal{O} y \mathcal{O}' es R . Se escoge los ejes X y X' verticales hacia abajo como se aprecia en la figura B.2 de modo que

$$\begin{aligned} \vec{g} &= g \hat{x}', & \vec{\Omega} &= -\Omega \hat{x}' \\ \vec{r}' &= R \hat{\rho}, & \vec{v}' &= R \dot{\phi} \hat{\phi}, & \vec{a}' &= R \ddot{\phi} \hat{\phi} - R \dot{\phi}^2 \hat{\rho}. \end{aligned} \quad (\text{B.3.1})$$

El vector desde \mathcal{O} a \mathcal{O}' es $\vec{R} = R \hat{j}'$ y

$$\dot{\vec{R}} = \vec{\Omega} \times \vec{R} = -R\Omega \hat{k}'.$$

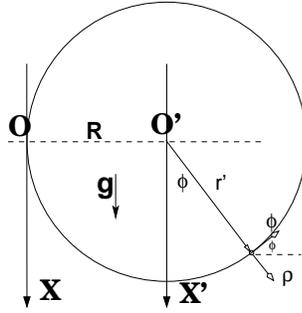


Figura B.2: El sistema de referencia tiene origen en \mathcal{O} y \mathcal{O}' , que rota en torno a \mathcal{O} dibujando una circunferencia horizontal es el origen de S' .

de donde

$$\ddot{\vec{R}} = \dot{\vec{\Omega}} \times \vec{R} = -R\Omega^2 \hat{j}'.$$

Las fuerzas cuya suma es el término \vec{F} en (B.2.9) son la suma del peso y la normal:

$$\vec{F} = mg \hat{x}' - N_1 \hat{\rho} - N_2 \hat{k}'.$$

Es fácil demostrar que

$$\vec{f}_{\text{centrif}} = m\Omega^2 R \sin \phi \hat{j}' \quad (\text{B.3.2})$$

$$\vec{f}_{\text{Coriolis}} = 2m\Omega R \dot{\phi} \cos \phi \hat{k}'. \quad (\text{B.3.3})$$

La aceleración $\vec{\alpha}'$ explicitada en (B.3.1) tiene componentes a lo largo de $\hat{\rho}$ y de $\hat{\phi}$. Puede comprobarse que la ecuación de movimiento en la dirección $\hat{\phi}$ resulta ser

$$mR\ddot{\phi} = -mg \sin \phi + mR\Omega^2 \cos \phi + m\Omega^2 R \sin \phi \cos \phi. \quad (\text{B.3.4})$$

Esta ecuación garantiza que la energía

$$E = \frac{1}{2}mR^2\dot{\phi}^2 + U(\phi) \quad (\text{B.3.5})$$

donde

$$U = -mgR \left(\cos \phi + \frac{R\Omega^2}{g} \left(\sin \phi + \frac{1}{2} \sin^2 \phi \right) \right) \quad (\text{B.3.6})$$

se mantiene constante. Con el parámetro adimensional

$$\gamma \equiv R\Omega^2/g$$

se puede caracterizar diversos tipos de soluciones.

Apéndice C

Elementos de relatividad

Versión δ

No es parte del programa, tal solo para curiosos¹.

C.1. Telón de fondo

Las primeras ecuaciones relativistas, en el sentido que tiene este capítulo, fueron las ecuaciones para el campo electromagnético (\vec{E} , \vec{B}). Ellas fueron escritas por J.C. Maxwell en los primeros años de la década de 1860, casi veinte años antes que naciera Einstein.

Para poder comprender qué se quiere decir con la afirmación anterior es necesario explicar primero el significado del calificativo “relativista” y luego explicar cómo fue posible que Maxwell aparentemente se adelantara al tiempo.

El concepto de la relatividad del movimiento era conocida desde el renacimiento. Galileo lo explica muy bien en el siguiente párrafo:

Enciértrate con algún amigo en la cabina principal bajo cubierta de un gran barco y ten ahí, contigo algunas moscas, mariposas y otros pequeños animales voladores. Ten una gran pecera con algunos peces en ella y cuelga un recipiente que gotee lentamente en otro recipiente que se ubica bajo el primero. Con el barco detenido, observa cuidadosamente cómo los pequeños animales vuelan con igual velocidad en todas direcciones de la cabina. Los peces nadan indiferentemente en todas las direcciones; las

¹Curioso: inclinado a aprender lo que no conoce.

gotas caen sobre el recipiente abajo; y, lanzándole algún objeto a tu amigo, se necesita igual esfuerzo para lanzarlo en una dirección o en otra si las distancias son iguales. Saltando a pies juntos alcanzas igual distancia en todas las direcciones. Cuando hayas observado todas estas cosas cuidadosamente (aunque no cabe duda que mientras el barco está detenido todo debe suceder así), deja que el barco vaya a cualquier velocidad que desees, con tal que el movimiento sea uniforme y no se balancee en un sentido u otro. Descubrirás que no hay el más mínimo cambio en todos los fenómenos nombrados y no podrás, a partir de ninguno de ellos, decir si el barco se mueve o está en reposo. Saltando (a piés juntos) alcanzarás las mismas distancias que antes, no habrá diferencias entre las distancias alcanzadas saltando hacia proa o popa aun si el barco se está moviendo muy rápido a pesar de que el suelo bajo tus piés se esta moviendo en dirección opuesta a tu salto. Para lanzarle objetos a tu amigo no necesitarás más esfuerzo si él está más hacia proa o popa. Las gotas caerán al recipiente de abajo, sin desvío alguno hacia la popa, aun cuando mientras las gotas están en el aire el barco avanza varios palmos. Los peces en la pecera seguirán nadando con no más esfuerzo hacia la proa que hacia la popa y alcanzarán con igual facilidad la comida que se les coloque en cualquier pared de la pecera. Finalmente las mariposas y las moscas continuarán volando indiferentemente en cualquier dirección. "DIÁLOGOS SOBRE LOS DOS SISTEMAS DEL UNIVERSO", Galileo Galilei.

Para dos sistemas de referencia con ejes cartesianos paralelos y que tienen velocidad relativa en la dirección X, como en la figura C.1, las coordenadas de un mismo hecho puntual e instantáneo P se relacionan por

$$\begin{aligned}x' &= x - vt \\y' &= y \\z' &= z \\t' &= t.\end{aligned}\tag{C.1.1}$$

En cada sistema el movimiento de un mismo objeto es descrito por

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F} \qquad m \frac{d^2 \vec{r}'}{dt'^2} = \vec{F}\tag{C.1.2}$$

ya que $t = t'$ y porque, debido a (C.1.1) las aceleraciones también son las mismas.

Es decir, las leyes de comportamiento de los objetos físicos son las mismas en un laboratorio *en reposo* (tierra firme) que en un laboratorio *en movimiento* rectilíneo y uniforme (cabina del barco). Pero si las leyes son las mismas y somos incapaces de

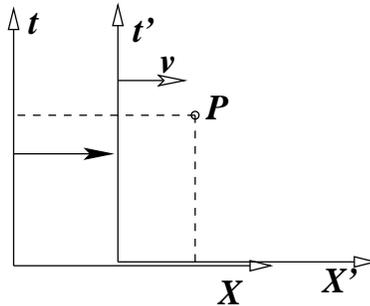


Figura C.1: Si dos sistemas de referencia inerciales con ejes cartesianos paralelos se mueven con velocidad relativa v en la dirección de los ejes X y X' , la relatividad de Galileo establece que las coordenadas espaciotemporales en S y S' de un evento P se relacionan según: $x' = x - vt$, $y' = y$, $z' = z$, $t' = t$.

hacer un experimento internamente en cualquiera de estos laboratorios que nos indique el estado de movimiento de éste, ¿por qué llamarle a uno de éstos el *laboratorio en reposo*?

En el caso de barco y tierra firme parece natural decir que este último es un sistema privilegiado, pero si se considera dos naves espaciales, con sus cohetes apagados, y se cruzan en el espacio interestelar no hay forma de decidir cuál se mueve, o si se mueven ambas, ni tampoco a qué velocidad se mueven. Lo único que es posible medir es la velocidad relativa entre ambas naves.

No puede introducirse en física un concepto de movimiento absoluto, el movimiento relativo es el único que puede detectarse: la Tierra respecto al Sol, la Luna respecto a la Tierra, el tren respecto a la Tierra, el barco respecto al agua etc. Las estrellas están demasiado distantes para servir de punto de referencia y, por lo demás, ellas se mueven entre sí.

El principio de relatividad de Galileo está presente en la Mecánica que se utiliza para comprender todos los movimientos a escala humana, es decir, la Mecánica de Newton. Sin embargo, en aquella época y la que le siguió no pareció satisfactorio que el movimiento tuviese un significado puramente relativo y así fue como se inventó un concepto metafísico extraño: el *Espacio Absoluto*. Se pensaba que de algún modo aun no conocido se podría establecer un método de medir la velocidad absoluta, *la velocidad con respecto al Espacio*.

Antes de que se supiera que las estrellas se mueven se creyó, por ejemplo, que las estrellas servirían como el marco de referencia para definir *Movimiento Absoluto*. Se verá que tales ideas de espacio y movimiento absoluto no solo no lograron nunca un

asidero real, sino que además fueron abolidas de la física.

C.2. Primeros pasos

Los primeros intentos de medir velocidades absolutas se hicieron utilizando la luz. Para comprender estos esfuerzos consideremos primero dos fenómenos simples y fáciles de entender.

1. Si se monta en un tren dos cañones iguales, uno apuntando en la dirección del movimiento del tren y el otro cañón orientado en la dirección opuesta (ver la figura C.2) se notará que las velocidades de las balas con respecto al terreno circundante son $v_{\text{tren}} + v$ y $v_{\text{tren}} - v$, siendo v la velocidad de la bala con respecto al cañón. Es decir, la velocidad detectada de las balas *depende del movimiento de la fuente emisora* (el sistema tren-cañón)
2. Si lo que se mide ahora es la velocidad del sonido proveniente de uno de los cañones, medida en un cerro delante del tren y otro cerro detrás del tren, el resultado es que la velocidad del sonido no depende la fuente emisora (cañón) pero sí depende de la velocidad del viento.

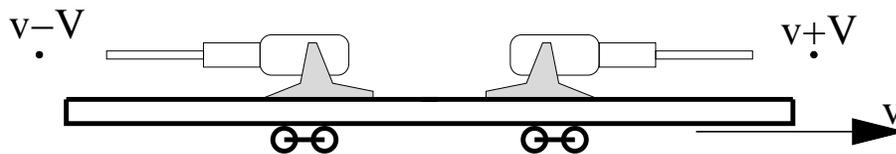


Figura C.2: La velocidad de las balas con respecto a un observador en tierra firme depende de la velocidad de la fuente emisora, esto es, los cañones, pero es fija con respecto a los cañones. La velocidad del sonido con respecto a observadores en tierra firme, en cambio, no depende de la velocidad de la fuente emisora. Ella es fija con respecto al aire.

En el primer ejemplo la velocidad de la bala es única con respecto al cañón. En el segundo ejemplo la velocidad del sonido es única con respecto al aire, o sea, con respecto al medio en el cual se propaga el sonido, ya que el sonido es un fenómeno de vibración del medio en el cual se transmite.

En relación a la luz se plantearon las posibilidades no excluyentes de considerar: (a) que su velocidad es fija con respecto a un medio—que se denominó “eter” —que llenaría todos los espacios interestelares así como también los intersticios dentro de la materia;

(b) que su velocidad depende de la velocidad de la fuente emisora (como ocurre con la bala de cañón) con respecto al “eter”. La idea del eter dominó y los primeros intentos de medir la velocidad de la luz con respecto al eter fueron hechas por Fizeau (Fizeau, H. (1851), *Sur les hypothèses relatives à l'éther lumineux, et sur une expérience qui paraît démontrer que le mouvement des corps change la vitesse à laquelle la lumière se propage dans leur intérieur*, Comptes Rendus 33: 349-355).

El próximo paso que interesa mencionar es el desarrollo de la electricidad y el magnetismo. Originalmente y desde la antigüedad, se conocían los fenómenos eléctricos: chispas, atracción electrostática etc. El estudio de las piedras magnéticas parece haber comenzado en Europa por el siglo XVI (Gilbert). Pero el estudio sistemático de ambos tipos de fenómenos se inició en el siglo XVII. Un gran adelanto se consiguió con el invento de Volta de las pilas eléctricas (c.1800), ya que las pilas permitieron estudiar corrientes eléctricas. Los estudios de muchos precursores llevaron a Oersted y Faraday a descubrir y sistematizar la estrecha relación entre electricidad y magnetismo, estudios que culminaron con la formulación, de parte de J.C. Maxwell, de la teoría del *electromagnetismo* alrededor de 1860. Esta teoría se sintetiza en la famosas ecuaciones de Maxwell mencionadas al comienzo. Entre otras cosas, esta nueva y gran teoría permitió comprender que la *luz* no es sino un caso particular de ondas electromagnéticas.

Cuando se hizo un estudio teórico de las ecuaciones del electromagnetismo se obtuvo que ellas *no satisfacen el principio de relatividad de Galileo*, (C.1.1).

Esto venía a apoyar la idea de que la electrodinámica no es la misma en un laboratorio en *Reposo Absoluto* que en otro que está en movimiento y, en particular, hacía importante poder medir la velocidad de la luz con respecto al “eter”. Para poder medir el efecto de la velocidad del laboratorio sobre la velocidad de la luz se debía tener un laboratorio muy veloz, ya que

$$c = 2,9979 \times 10^5 \text{ Km/seg.}$$

La velocidad más alta de que se disponía era la velocidad de la Tierra en su órbita

$$v_T \approx 30 \text{ Km/seg.}$$

La velocidad de la luz es 10 mil veces mayor que la velocidad de la Tierra con respecto a su órbita.

Entre 1881 y 1887 se llevaron a cabo experimentos que tenían sobrada capacidad para detectar, en caso que fuese cierto, que la velocidad de la luz no era la misma en la dirección del movimiento de la Tierra que en la dirección perpendicular. Inicialmente Michelson anunció haber detectado el fenómeno pero H. Lorentz mostró en 1886 que aquellos experimentos no eran concluyentes. Michelson continuó haciendo mediciones

junto a Moreley. Hoy puede decirse que Michelson y Moreley no detectaron efecto alguno y jamás ha sido observado en experimentos muchísimo más refinados llevados a cabo con posterioridad.

En 1881 J.J. Thomson en su artículo *On the effects produced by the motion of electrified bodies*, Phil. Mag. 11: 229 estableció que las partículas cargadas son más difíciles de poner en movimiento, sugiriendo que tienen una *masa electromagnética* aparte de su masa mecánica.

Por distintas motivaciones comenzó a estudiarse variaciones de las transformaciones de la relatividad galileana, (C.1.1). La primera es de W. Voigt en 1887. O. Heaviside determinó en 1881 que la masa no tan solo cambia porque la partícula tiene carga sino también porque tiene velocidad. Además obtuvo que el campo electrostático disminuye en la dirección del movimiento relativo. En 1889 Fitzgerald sugirió que todos los cuerpos se contraen en la dirección del movimiento (simultáneamente y en forma independiente esto fue afirmado también por H. Lorentz) y afirma que esto sería lo que explicaría el resultado negativo de los experimentos de Michelson y Morley.

En 1895 Lorentz escribió una versión aproximada de ecuaciones alternativas a las (C.1.1). Resalta de ellas que el tiempo del evento P en el sistema de referencia S' no es el mismo que el tiempo t del mismo evento en el sistema de referencia S sino que $t' = t - vx/c^2$, donde v es la velocidad de S' con respecto a S y esa velocidad es paralela a los ejes X y X' . Voigt ya había dicho algo semejante pero Lorentz no conocía tal resultado.

Ese mismo año H. Poincaré defiende la teoría de Lorentz ya que, argumenta, aunque tiene defectos, es la que está más de explicar el conjunto de fenómenos perturbadores que se tenía, tales como el experimento de Fizeau, la validez de las ecuaciones del electromagnetismo en cualquier sistema de referencia inercial y el experimento negativo de Michelson-Moreley. Con fuerza Poincaré afirma que no hay movimientos absolutos, que tan solo los movimientos relativos (entre sistemas de referencia inerciales) son observables (publicado en la revista *L'Éclairage électrique*). Nótese la coincidencia entre esta afirmación y el enunciado del propio Galileo citada al comienzo.

En 1897 Larmor perfecciona la forma aproximada dada por Lorentz dos años antes y entrega una perspectiva física novedosa a estas transformaciones. En 1899 Lorentz escribió transformaciones aun mejores.

En 1898 Poincaré establece que “La simultaneidad de dos eventos, o el orden en que suceden—la igualdad de dos duraciones—deben ser definidas de tal modo que el enunciado de las leyes físicas tenga la forma más sencilla posible.” (Publicado en la revista *Revue de métaphysique et de morale*).

En 1900 W. Wien supuso que la masa de una partícula se debe únicamente a efectos electromagnéticos y dió argumentos para fundamentar que $m = \frac{4E}{3c^2}$, esto es, $E =$

$\frac{3}{4}mc^2$.

Experimentos hechos por W. Kaufman entre 1901 y 1903 confirman que la masa depende de la velocidad.

En 1902 aparece el libro de Poincaré "*Ciencia e hipótesis*" donde, entre otras cosas, medita sobre la relatividad del espacio, tiempo y simultaneidad; afirma que el principio de relatividad en el sentido que los movimientos absolutos son indetectables y sugiere la posible inexistencia del eter. También habla sobre geometrías no euclidianas.

En mayo de 1904 Lorentz hace una formulación de la electrodinámica que, sin aproximaciones, es válida en cualquier sistema de referencia inercial (apareció en los *Proceedings of the Royal Academy of Amsterdam*) siempre y cuando no se use las transformaciones galileanas (C.1.1) sino que las *transformaciones de Lorentz*

$$\begin{aligned}x' &= \gamma(x - vt) & \text{donde } \gamma &\equiv 1/\sqrt{1 - v^2/c^2} \\y' &= y \\z' &= z \\t' &= \gamma\left(t - \frac{xy}{c^2}\right).\end{aligned}\tag{C.2.1}$$

También cree que la masa es tan solo de naturaleza electromagnética.

De las transformaciones anteriores se puede demostrar que si se tiene tres sistemas de referencia, todos con velocidad relativa en una dirección común (el eje X de cada cual) y S_1 se mueve con velocidad v_1 con respecto a S_0 , mientras que S_2 se mueve con velocidad v_2 con respecto a S_1 , entonces la velocidad de S_2 con respecto a S_0 es

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}.\tag{C.2.2}$$

Nótese que si v_1 o v_2 es la velocidad de la luz, se obtiene que $v = c$.

Poincaré, dando una conferencia en St. Louis, EEUU, en septiembre de 1904, define el nuevo principio de relatividad de acuerdo al cual todas las leyes físicas deben ser las mismas en cualquier sistema de referencia inercial. También explica porqué en la nueva mecánica (por formularse) tiene que ser imposible sobrepasar la velocidad de la luz y hace notar que existen dificultades con el principio de acción y reacción y con el principio de conservación de la masa. Por conservación de la masa se entiende que un sistema compuesto tiene una masa total igual a la suma de las masas de sus partes.

Albert Einstein, un desconocido joven de 26 años, envió en junio para ser publicado, su artículo "*Zur Elektrodynamik bewegter Körper*" (*Sobre la electrodinámica de cuerpos en movimiento*) que apareció en septiembre de 1905. Si se mira las fórmulas centrales que ahí aparecen puede decirse que no hay nada nuevo, pero la forma de obtenerlas y la visión que da es radicalmente diferente a todo lo dicho antes. En pocas páginas obtiene lo que sus predecesores obtuvieron en largas y complejas deducciones hechas

a lo largo de años. Pone a nivel de hipótesis centrales el Principio de Relatividad y que la velocidad de la luz es la misma en cualquier sistema de referencia. A partir de estas hipótesis deduce las transformaciones de Lorentz, la formulación de la electrodinámica y la relatividad especial.

En el artículo de septiembre Einstein da, para la energía cinética, la expresión

$$K = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right). \quad (\text{C.2.3})$$

Se deja como ejercicio demostrar que si se expande en potencias de v/c los primeros términos son $K \approx \frac{1}{2}mv^2 + \frac{3m}{8c^2}v^4 + \frac{5m}{16c^4}v^6 + \frac{35m}{128c^6}v^8 + \dots$

En un artículo publicado en noviembre de 1905 Einstein afirma que cuando un cuerpo pierde energía (por radiación o calor) hay un decremento de su masa, $\Delta m = E/c^2$. Este resultado lo condujo a su famosa relación que establece que la energía asociada a una cantidad m de masa: $E = mc^2$, la *energía en reposo*.

En 1906 M. Planck describe la formulación de Einstein, corrige un pequeño error en el artículo seminal de Einstein y define, por primera vez, el momentum relativista. Ese mismo año Einstein establece que la energía tiene inercia. Por ejemplo, la energía del campo electrostático del electrón, es parcialmente responsable de la inercia (masa) del electrón.

Einstein, en 1907, vuelve a deducir la relación masa-energía, postula que la masa inercial y la que aparece en la ley universal de gravitación son la misma y de aquí concluye que toda energía es atraída por el campo gravitacional y en particular los rayos de luz tienen que ser desviados por la gravitación (Einstein, A. (1907), *Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen*, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 4: 411-462).

Siguiendo una idea de Poincaré, H. Minkowski hizo una formulación tetradimensional de la relatividad (agregando el producto de la velocidad de la luz por el tiempo, ct , como la cuarta dimensión). En particular, formuló las ecuaciones de la electrodinámica de Maxwell en este lenguaje. No logró, sin embargo, llevar a este lenguaje la ley universal de gravitación.

C.3. Relatividad y curvatura del espacio

Con las transformaciones de Lorentz y los conceptos que introdujo Einstein en 1905 las ideas de espacio y tiempo se mezclan de modo que, por ejemplo, la idea de simultaneidad deja de tener un significado absoluto. Hecho esto se tuvo una nueva mecánica

(mecánica relativista) y una electrodinámica con ecuaciones básicas que toman la misma forma en cualquier sistema de referencia inercial. En este nuevo marco no hay mención especial de la idea de masa.

En 1907 Einstein amplió el principio de relatividad. Si hasta aquí se refería a sistemas de referencia con movimiento uniforme, ahora lo extiende a sistemas de referencia *en caída libre*. Por ejemplo, en una nave intergaláctica (esto es, lejos de toda influencia gravitacional) acelerando con gravedad g se tendrá la misma física (valen las mismas ecuaciones) que en un punto de la Tierra donde la aceleración de gravedad local es g . Trabajando con estas ideas, Einstein fue poco a poco concibiendo lo que a fines de 1915 culminó con su presentación de su *Relatividad General*. En esta teoría se hizo inescapable la noción de que la masa y energía curvan al espacio en torno suyo. La gravitación es un efecto de tal curvatura. Einstein presentó ecuaciones muy difíciles, aun hoy día, y trabajó en algunas soluciones aproximadas de ellas.

Muy poco después, en 1916, Karl Schwarzschild pudo encontrar la primera solución analítica cerrada de las ecuaciones de Einstein. Esa solución mostró la posibilidad de que existieran *agujeros negros*: una zona del espacio en el cual la gravitación es tan intensa que nada puede escapar, ni siquiera la luz. Estos agujeros negros pueden atraer y “tragarse” a objetos cercanos. El proceso en que un agujero negro está por absorber un nuevos objetos, este último se calienta enormemente, lo que implica gran cantidad de radiación que es emitida en todas direcciones y puede ser captada desde la Tierra. Si un agujero puede tragar objetos pero no puede emitir energía alguna implica que su masa solo puede crecer.

A comienzos de 2016 se detectó por primera vez ondas gravitacionales luego de algo más de dos décadas de buscarlas experimental. La predicción de tales ondas surgió a mediados de febrero de 1916 en un intercambio de cartas entre Einstein y Karl Schwarzschild. Este último murió muy pocos meses después.

En base a la física cuántica, cuyo desarrolló alcanzó una primera cúspide en torno a 1925, Stephen Hawking en 1974 construyó argumentos que indican que un agujero negro sí puede radiar energía y de esta manera su masa puede disminuir.

C.4. Los postulados de 1905 y algo más

Los postulados que planteó Einstein se basan en el concepto de *sistema inercial*: un *sistema de referencia* libre de fuerzas externas en el cual un cuerpo dejado libre se mueve con velocidad constante. Se supone además que la velocidad relativa entre dos sistemas inerciales es independiente del tiempo. Los postulados principales entonces son:

P1: Las leyes físicas toman la misma forma en todos los sistemas inerciales (covariancia).

P2: La velocidad de la luz es la misma en cualquier sistema inercial, independiente del movimiento de la fuente luminosa relativa al observador.

P3: El espacio es homogéneo e isótropo. El tiempo es homogéneo.

Es necesario comprender estos postulados y eso toma un cierto esfuerzo.

La relatividad no fue aceptada fácilmente. Se reconoce hoy día que fue solo al final de la primera guerra mundial (1918) que ella fue universalmente aceptada por la comunidad científica. Este es un fenómeno muy explicable. La mecánica de Newton ya llevaba tanto tiempo como una teoría aceptada, riquísima y archicomprobada que no era fácil convencer a muchos que había algo superior. Ocurre normalmente que haya resistencia al cambio y la relatividad tuvo mucha resistencia. Por muchos años fue atacada y rechazada por la mayoría de los físicos. Pero ese conservadurismo no solo se refleja como reacción contra el cambio ya hecho sino además se refleja en el hecho que el cambio no fue propuesto por quienes tuvieron prácticamente todos los elementos para darse cuenta que se imponía una nueva concepción de la naturaleza. Sobre esto ha opinado un gran físico, *P.A.M. Dirac*. En su discurso de aceptación del premio Oppenheimer en 1970 dijo: *"Cualquiera que haya estudiado relatividad se habrá seguramente preguntado por qué Lorentz obtuvo exitosamente las ecuaciones correctas necesarias para construir la relatividad del espacio y el tiempo pero simplemente no fue capaz de dar el último paso. Hizo todo el trabajo duro, todas las matemáticas necesarias, pero no fue capaz de ir más allá de eso y ustedes se preguntarán ¿Por qué?"* ... *"Creo que fue detenido por sus temores, una especie de inhibición. Estaba realmente atemorizado de aventurarse en tierras totalmente nuevas, de cuestionar ideas que habían sido aceptadas desde tiempos inmemoriales. Prefirió permanecer en el terreno sólido de sus matemáticas. Mientras se mantuviera ahí su posición era irrefutable" ... "Se necesitó toda la audacia de Einstein y varios años para dar el paso adelante y decir que el espacio y el tiempo están conectados. Lo que hoy nos parece un paso pequeño fue muy difícil para las personas de esos tiempos"*.

P3 no es un postulado propio de la relatividad. También es parte de la física prerrelativista, tanto la mecánica como el electromagnetismo. P1 era válido para la mecánica de Newton si se usa transformaciones de coordenadas de Galileo y también es válido para las ecuaciones de Maxwell si se usa las transformaciones de Lorentz. El postulado novedoso es P2, el cual implica que deben ser las transformaciones de Lorentz las que deben usarse siempre para transformar coordenadas u otras cantidades físicas de un sistema de referencia a otro.

El primer paso hacia una comprensión de la teoría de la relatividad hace necesario un detenido análisis de las transformaciones de Lorentz. Lo primero que se nota y

sorprende es que el tiempo no es el mismo en ambos sistemas de referencia (sistemas que se designarán S_1 y S_2). El tiempo no es aquel absoluto que se pensó en toda época anterior. El tiempo depende del observador y dos observadores en movimiento relativo, S_1 y S_2 , pueden obtener resultados sorprendentemente distintos. Por ejemplo, se verá más adelante que lo que es simultáneo en un sistema de referencia no tiene por qué serlo en el otro. Tampoco las longitudes son absolutas. El espacio y el tiempo dejan de ser conceptos separados e independientes para fundirse en un concepto superior, que, a falta de mejor palabra, se denomina el *espacio-tiempo*.

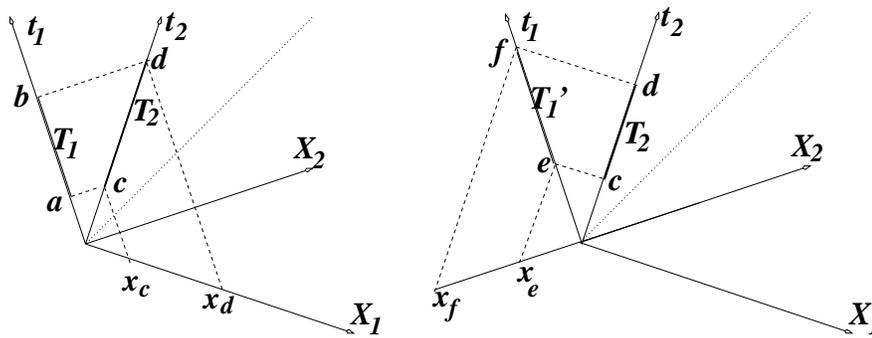


Figura C.3: Chispas a y b ocurren en el origen $X_1 = 0$ del sistema S_1 separadas por un intervalo T_1 . Chispas c y d ocurren en el origen $X_2 = 0$ del sistema S_2 separadas por un intervalo T_2 . Para el observador en S_1 las chispas a y c son simultáneas, lo mismo que las chispas b y d , de modo que para S_1 , las chispas c y d también están separadas por un intervalo T_1 . Para S_1 las chispas c y d ocurren en lugares diferentes que tienen coordenadas x_c y x_d respectivamente. Chispas c y d ocurren en el origen $X_2 = 0$ del sistema S_2 separadas por un intervalo T_2 . Pero según S_2 c no es simultánea con la chispa a de la figura a la izquierda sino que con la chispa e . Así, según S_2 la chispa c es simultánea a e lo mismo que d es simultánea a f . Pero e y f ocurren en lugares distintos de coordenadas x_e y x_f según sistema de referencia S_2 .

Un suceso es algo (por ejemplo una chispa) que ocurre en un lugar y en un instante. A cada suceso le corresponde un único punto en las figura C.3. Lo interesante es comparar distancias y separaciones temporales entre los mismos sucesos observados desde S_1 y S_2 . Ambos sistemas basan sus observaciones en un “suceso patrón” \mathcal{O} (el origen en la figura) a partir del cual se miden distancia y tiempos. La geometría de la figura es tal que:

- Dos sucesos que están sobre una misma línea paralela al eje X_1 son simultáneos según S_1 y si están sobre una misma línea paralela al eje X_2 son simultáneos según S_2 .
- Dos sucesos que están en una misma paralela al eje t_1 (al eje t_2) ocurren “en el mismo lugar” según S_1 (según S_2).

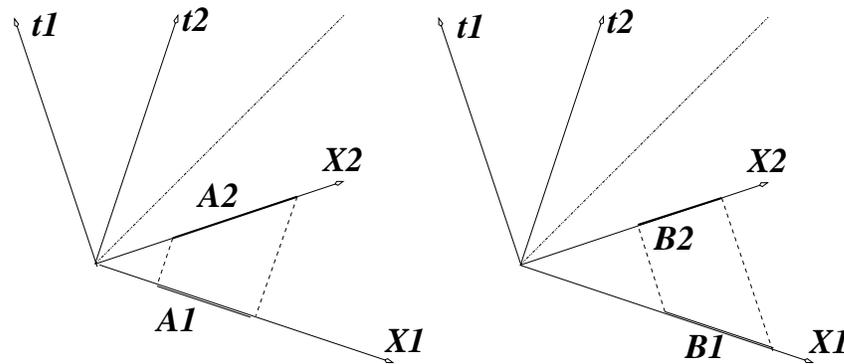


Figura C.4: Las posiciones extremas de una vara en reposo en el sistema S_2 son medidas simultáneamente (en $t = 0$ según S_2) obteniéndose una longitud A_2 . Según S_1 esta vara se está moviendo y al medir las posiciones de sus extremos simultáneamente según S_1 se obtiene una longitud A_1 que es menor. Las posiciones extremas de una vara en reposo en el sistema S_1 son medidas simultáneamente (en $t = 0$ según S_1) obteniéndose una longitud B_1 . Según S_2 esta vara se está moviendo y al medir las posiciones de sus extremos simultáneamente según S_2 se obtiene una longitud B_2 que es menor.

- Dos chispas de luz que ocurren en el mismo lugar pero en instantes distintos (intervalo T_1) según S_1 aparecen ocurriendo con un intervalo T_2 según S_2 .
- Una vara de longitud A_2 en reposo en S_2 y otra de longitud B_1 en reposo en S_1 parecen más cortas para el otro observador. La primera parece de longitud A_1 para S_1 y la segunda se observa de longitud B_2 en S_2 .

C.5. Ilustraciones

C.5.1. Vida media y partículas veloces

La radiación cósmica sobre la atmósfera, a unos 60 kilómetros de altura, produce mesones μ prácticamente a la velocidad de la luz. Estas son partículas inestables con vida media de $\tau_0 = 1,5 \cdot 10^{-6}$ segundos, esto es, si inicialmente hay N_0 de ellas, un tiempo t después quedan $N = N_0 2^{-t/\tau_0}$. Estas partículas tardan en llegar a la superficie un tiempo que aproximadamente es $h/c = 60 \times 10^5 \text{cm} / 3 \times 10^{10} \text{cm/seg} \approx 2 \times 10^{-4} \text{seg}$ lo que equivale a unas 133 vidas medias τ_0 . Un cálculo ingenuo entonces nos dice que llegaría a Tierra aproximadamente una fracción $2^{-133} = 10^{-40}$ de las partículas creadas arriba. Lo que se observa, sin embargo, es que llega aproximadamente un octavo de todas las creadas a 60 kilómetros de altura. La razón es que en el factor $2^{-t/\tau_0}$

dicho arriba, $t = \tau$ es el tiempo que transcurre en el reloj de las propias partículas. Si tal factor se quiere escribir en términos del tiempo del observador en Tierra, debe escribirse $2^{-t/(\gamma\tau_0)}$. Puesto que $t = 2 \times 10^{-4}$ y que el exponente es $-t/(\gamma\tau_0) = -3$, entonces se deduce que $133/\gamma = 3$ de donde resulta $1 - \beta \approx 2,5 \times 10^{-4}$, es decir, en efecto la velocidad de las partículas es prácticamente la de la luz.

C.5.2. Efecto Doppler

Un frente plano de onda electromagnética propagándose en la dirección X se describe con una función de $\omega(t - x/c)$. Aunque aquí no se explicará porqué, esta cantidad debe ser invariante a transformaciones de Lorentz, es decir,

$$\omega' \left(t' - \frac{x'}{c} \right) = \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (\text{C.5.1})$$

Reemplazando al lado izquierdo los valores de t' y x' se obtiene una expresión factorizable, uno de cuyos factores es $(t - x/c)$ que se simplifica con el mismo factor a la derecha. Resulta directo, entonces, despejar la frecuencia angular ω' en términos de los datos en el sistema S ,

$$\omega' = \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \omega. \quad (\text{C.5.2})$$

C.5.3. Los aparatos GPS

Existe un sistema especial de 24 satélites que giran a unos 26 mil Km del centro de la Tierra—y que dan una vuelta completa aproximadamente cada 12 horas—que están sincronizados de tal modo que siempre al menos cuatro de ellos esté sobre el horizonte en cualquier punto de la Tierra. La velocidad de ellos es de casi 4000 [m/s]. Cada uno de estos satélites tiene un reloj atómico con una precisión de una mil millonésima de segundo (10^{-9} s). Por un sistema de triangulación un aparato especial, llamado GPS, detecta a por lo menos cuatro satélites y es capaz de dar la posición de sí mismo con una precisión de pocos metros. Para lograr tal precisión el reloj del aparato GPS debe a su vez tener una precisión del orden de cien millonésimas de segundo (10^{-8} s).

Volviendo a la figura C.3, si S_1 es uno de estos satélites, mientras que S_2 es el aparato GPS que llevamos con nosotros, y a y b son “tics” consecutivos en el reloj de uno de los satélites (el tiempo entre estos “tics” en el satélite es T_1), el GPS detecta un intervalo T_2 entre ellos, como si el reloj del satélite anduviese más lento.

La velocidad de la luz es aproximadamente $c = 3 \times 10^8$ m/s y la velocidad de un satélite es $v = 4 \times 10^3$ m/s. Si se hace un cálculo según las transformaciones de

Lorentz se obtiene que el reloj de cada satélite se debiera atrasar, con respecto a un reloj acá abajo, alrededor de 7 millonésimas de segundo. Sin embargo se adelantan!

En el problema de los satélites no tan solo hay que tomar en cuenta los efectos de la *Relatividad Especial* que describen las transformaciones de Lorentz, sino también los efectos del campo gravitacional. Para hacer esto se debe saber algo sobre *Relatividad General*. El efecto combinado de las transformaciones de Lorentz y de la curvatura del espacio debido a la Tierra (que afecta más al aparato en Tierra que al satélite), determina que el reloj del satélite se adelante 38 millonésimas de segundo por día. Esto puede parecer tan pequeño que no merece ser tomado en cuenta, pero el efecto acumulativo haría inútil los aparatos GPS por ejemplo para la aviación comercial.

Lo que se quiere es que un GPS sepa interpretar la hora que indica cada satélite. Para hacer eso correctamente está diseñado para hacer las correcciones relativistas necesarias. Sin relatividad los aparatos GPS no podrían haber sido concebidos

C.6. Formalización de Relatividad Especial

C.6.1. Transformaciones de Lorentz en 1+1 dimensiones

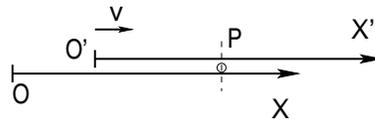


Figura C.5: Dos sistemas de referencia inerciales con ejes cartesianos paralelos se mueven con velocidad relativa v en la dirección de los ejes X y X' .

Ya en la ecuación (C.2.1) se vió la forma que toma una transformación de Lorentz. Si se considera los sistemas de referencia S y S' representados en la figura C.5, las transformaciones de Galileo que ligan a ambos sistemas en ambos sentidos son

$$\begin{aligned}x &= x' + vt \\ x' &= x - vt.\end{aligned}$$

Sin embargo la experiencia que se fue acumulando, y en especial los resultados de Michelson y Morley, llevaron a suponer que ni el tiempo ni el espacio son absolutos, de modo que a las transformaciones anteriores se debía agregar que se estaba suponiendo que $t' = t$. Este es el cuadro que debía cambiar en tal forma que además se pudiera agregar que la velocidad de la luz es la misma en todos los sistemas de referencia sin importar si existe una velocidad relativa entre fuente y receptor.

Reemplacemos las ecuaciones anteriores por

$$\begin{aligned}\alpha x &= x' + vt' \\ \alpha x' &= x - vt\end{aligned}$$

para determinar α exigiendo que la velocidad de la luz sea la misma en ambos sistemas de referencia.

La segunda ecuación implica que $x' = (x - vt)/\alpha$, lo que se reemplaza en la primera, la que reordenada da

$$\begin{aligned}t' &= \frac{1}{\alpha} \left(t - \frac{1-\alpha^2}{v} x \right) \\ \text{y ya se sabe que } x' &= \frac{1}{\alpha} (x - vt) .\end{aligned}$$

Diferenciando estas ecuaciones se tiene

$$\begin{aligned}dt' &= \frac{1}{\alpha} \left(dt - \frac{1-\alpha^2}{v} dx \right) . \\ dx' &= \frac{1}{\alpha} (dx - v dt)\end{aligned}$$

Definiendo $V' = dx'/dt'$ y $V = dx/dt$, el cociente dx'/dt' de las expresiones de más arriba conduce a

$$V' = \frac{dx - v dt}{dt - \frac{1-\alpha^2}{v} dx}$$

que conduce a

$$V' = \frac{V - v}{1 - \frac{1-\alpha^2}{v} V} . \quad (\text{C.6.1})$$

Se postula que si $V = c$, la expresión anterior tiene que arrojar $V' = c$. Álgebra elemental lleva a obtener que

$$\alpha^2 = 1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 = 1 - \beta^2 .$$

Definiendo

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \text{con} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (\text{C.6.2})$$

el resultado final que se tiene es que

$$\begin{aligned}x^{0'} &= \gamma (x^0 - \beta x) \\ x' &= \gamma (x - \beta x^0)\end{aligned} \quad (\text{C.6.3})$$

donde

$$x^0 \equiv ct. \quad (\text{C.6.4})$$

La ecuación (C.6.1) se escribe entonces

$$V' = \frac{V - v}{1 - \frac{Vv}{c^2}}. \quad (\text{C.6.5})$$

Las ecuaciones (C.6.3) son las transformaciones de Lorentz ya mencionadas en este capítulo y ahora obtenidas de la exigencia que la velocidad de la luz sea la misma en ambos sistemas de referencia.

Para poder asegurar que (C.6.3) implica que c tiene el mismo valor en cualquier sistema de referencia se debe asegurar que la composición de dos transformaciones de Lorentz es también una transformación de Lorentz. Para lograr ésto se define el *ángulo hiperbólico* θ tal que

$$\cosh \theta = \gamma, \quad \sinh \theta = \beta\gamma. \quad (\text{C.6.6})$$

Es directo demostrar que esto es consistente en el sentido que $\cosh^2 \theta - \sinh^2 \theta = \gamma^2 (1 - \beta^2) = 1$. La transformación de Lorentz obtenida algo más arriba se puede escribir

$$\begin{pmatrix} x^{0'} \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \theta & -\sinh \theta \\ -\sinh \theta & \cosh \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^0 \\ x \end{pmatrix}. \quad (\text{C.6.7})$$

Una notable propiedad de la transformación es que la cantidad $s^2 \equiv x^{02} - x^2$ es la misma en cualquier sistema de referencia, esto es, $x^{0'2} - x'^2 = x^{02} - x^2$.

Hay que exigir que el producto de dos matrices como la recién definida de por resultado otra matriz de las mismas. En efecto, es fácil comprobar que

$$\begin{pmatrix} \cosh \theta_1 & -\sinh \theta_1 \\ -\sinh \theta_1 & \cosh \theta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh \theta_2 & -\sinh \theta_2 \\ -\sinh \theta_2 & \cosh \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\theta_1 + \theta_2) & -\sinh(\theta_1 + \theta_2) \\ -\sinh(\theta_1 + \theta_2) & \cosh(\theta_1 + \theta_2) \end{pmatrix}$$

Se destaca que en esta sección se ha obtenido que para describir un suceso se debe dar, con respecto al sistema inercial S que se requiera, tanto su posición espacial como el tiempo asociado al suceso en *ese sistema de referencia*. En 1+1 dimensiones esto es

$$(x^0, x) \quad (\text{C.6.8})$$

y en general es

$$\mathbb{X} = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (x^0, x, y, z) = (x^0, \vec{r}). \quad (\text{C.6.9})$$

El espacio de 1+3 dimensiones que se usa en relatividad se llama *espacio de Minkowski* y las transformaciones de Lorentz en 1+3 dimensiones permiten demostrar que el *intervalo*

$$s^2 = x^{02} - x^2 - y^2 - z^2 \quad (\text{C.6.10})$$

es invariante, es decir, tiene el mismo valor en todos los sistemas de referencia. Estos objetos de cuatro componentes como (x^0, x^1, x^2, x^3) a menudo se los llama *cuadrivectores* para subrayar que tienen cuatro componentes.

Los intervalos se clasifican según el signo de s^2 ,

$$\begin{aligned} s^2 > 0 & \text{ intervalo tipo tiempo} \\ s^2 = 0 & \text{ intervalo tipo luz} \\ s^2 < 0 & \text{ intervalo tipo espacio} \end{aligned} \quad (\text{C.6.11})$$

y se dice que el intervalo entre dos sucesos que difieren por $\Delta x^0, \Delta x, \Delta y, \Delta z$ es

$$\Delta s^2 = \Delta x^{02} - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2.$$

Se demuestra que si dos sucesos están separados por un intervalo tipo tiempo, existe un sistema de referencia \bar{S} en el cual esos dos sucesos están en el mismo lugar, esto es, en \bar{S} se cumple $\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 = 0$ y si dos sucesos que están separados por un intervalo tipo espacio, entonces existe un sistema de referencia \tilde{S} en el cual esos dos sucesos ocurren al mismo tiempo: en \tilde{S} se cumple $\Delta x^0 = 0$.

Una transformación de Lorentz muy general en 1+3 dimensiones se puede expresar en la forma

$$\begin{pmatrix} x^{0'} \\ x^{j'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta^i \\ -\gamma\beta^j & \delta^{ij} - \frac{1-\gamma}{\beta^2}\beta^i\beta^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x^0 \\ x^i \end{pmatrix} \quad (\text{C.6.12})$$

donde δ^{ij} vale cero si $i \neq j$ y vale 1 si los dos índices son iguales, mientras que $\beta^i = V^i/c$ con $i = 1, 2, 3$.

C.6.2. Tiempo propio

Si dos señales de luz son emitidas desde el origen \mathcal{O} de S separadas por un intervalo t . Desde S' ellas son vistas separadas por un intervalo t' . Podemos recurrir a (C.6.3) con $x = 0$ lo que da que $t' = \gamma t$, donde t es el intervalo en el sistema en el cual las señales fueron emitidas (el sistema del reloj).

Será de utilidad llamar *tiempo propio*, τ , al que corresponde al sistema con el reloj en reposo

$$t_{\text{sistema móvil}} = \gamma \tau. \quad (\text{C.6.13})$$

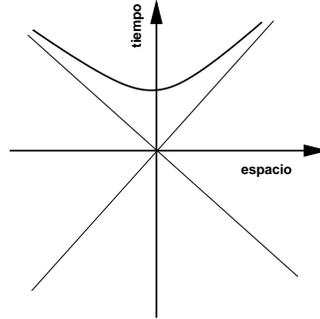


Figura C.6: La hipérbola representa los puntos espacio-temporales donde explotarían bombas con el mismo τ_0 de tiempo de explosión, todas inicializadas cuando pasaron por el origen, pero a distintas velocidades.

Si la velocidad relativa no es uniforme entonces (C.6.13) carece de sentido ya que $v = v(t)$ y por lo tanto $\gamma = \gamma(t)$. En tales casos se debe escribir

$$dt = \gamma d\tau. \quad (\text{C.6.14})$$

El tiempo propio asociado a un sistema con velocidad v no uniforme se define por

$$\begin{aligned} \tau &= \int_0^t \sqrt{1 - v(t')^2/c^2} dt' \\ &= \int_0^t \frac{dt'}{\gamma_v}. \end{aligned} \quad (\text{C.6.15})$$

Supongamos veloces naves que, al pasar por el origen \mathcal{O} de S , echan a andar un mecanismo de relojería que τ_0 segundos después detona una bomba en la nave. Veamos dónde están las coordenadas (t, x) de las detonaciones de las distintas naves, vistas desde el sistema S . La pregunta es ¿cuáles son las coordenadas (x^0, x) de las detonaciones $(x^{0'} = \tau_0, x' = 0)$? La coordenada x' son nulas porque las bombas están en reposo en cada nave S' y lo más cómodo es tomar el origen de coordenadas espaciales \mathcal{O}' en la posición de la bomba. Las ecuaciones que se tiene son

$$\begin{aligned} c\tau_0 &= \gamma (x^0 - \beta x) \\ 0 &= \gamma (x - \beta x^0). \end{aligned} \quad (\text{C.6.16})$$

Con estas ecuaciones es fácil demostrar que $x^{02} - x^2 = c^2 \tau_0^2$. Es decir, el lugar geométrico en (x^0, x) de los puntos donde explotan las bombas según la velocidad de las naves, es una hipérbola, como se aprecia en la figura C.6. Con transformaciones de Galileo, en lugar de una hipérbola se tendría una simple línea horizontal en $x^0 = c\tau_0$.

C.6.3. La velocidad relativista

Ya se ha visto que la velocidad no tiene una buena ley transformación, pero se puede definir un cuadvivector de velocidad, u que sí las tiene.

Si Q es una partícula material con movimiento arbitrario. La partícula Q tiene asociado un tiempo propio definido en (C.6.15) y con tal noción podemos definir

$$\begin{aligned} U^\mu &= \frac{dx^\mu}{d\tau} = \frac{dt}{d\tau} \frac{dx^\mu}{dt} \\ &= \gamma_V \frac{dx^\mu}{dt} \\ &= \begin{pmatrix} \gamma_V c \\ \gamma_V \vec{v} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} u^0 \\ \vec{u} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (C.6.17)$$

A partir de esta definición y de la relación (C.6.5) se puede comprobar, con un mínimo de paciencia, que para la transformación $[0, 1]$

$$u' = \gamma (u - \beta u^0) \quad (C.6.18)$$

que es la forma correcta en que debe transformarse una componente espacial, (C.6.3)b. El cálculo de U^2 lleva a

$$U^2 = c^2. \quad (C.6.19)$$

Es decir, todas las cuadvividades tienen “cuadrado” c^2 , incluso en el caso de un punto Q en reposo en el sistema de referencia en que se esté calculando.

C.6.4. Momentum relativista

En mecánica no relativista se define el momentum lineal de una partícula con velocidad \vec{v} como $\vec{p}_{NR} = m\vec{v}$. En esta sección se buscará una cantidad de la forma

$$\vec{p} = f(\vec{v}^2) \vec{v} \quad (C.6.20)$$

que se conserve en un choque elástico. Puesto que en el límite no relativista $\vec{v}/c \rightarrow 0$ debe coincidir con \vec{p}_{NR} entonces debe cumplirse que

$$f(0) = m. \quad (C.6.21)$$

Para nuestro estudio (que sigue el que publicaron Lewis y Tolman en 1909) se analizará el choque de dos partículas a y b de igual masa. En general los momentos iniciales

son \vec{p}_a y \vec{p}_b y los finales son \vec{p}'_a y \vec{p}'_b . Supondremos que estos cuatro vectores son coplanares y al plano asociado lo llamaremos plano XY. Se escoge el eje X como la intersección entre este plano y el plano tangente al choque. Es decir, cada partícula conserva su velocidad en la dirección X y ellas intercambian momentum en la dirección Y. Se escoge dos sistemas de referencia con movimiento relativo en la dirección X que llamaremos S y S'. Ambos sistemas se definen moviéndose en la dirección X con respecto al sistema centro de momento. La conservación de la componente X del momento, entonces, será trivial. La información interesante es en la dirección Y en la cual se intercambia momentum. Pero como ambos sistemas de referencia se definen a partir del sistema c.m. (centro de masa), entonces el momentum total en la dirección Y es cero en ambos antes y después del choque,

$$\vec{P}_y^{\text{tot}} = 0 \quad \text{antes y después.} \quad (\text{C.6.22})$$

S es el sistema que se mueve en la dirección X manteniendo a la partícula a siempre sobre el eje Y, es decir, su velocidad antes y después de choque es $\vec{v}_{a \text{ antes}} = (0, w)$ y $\vec{v}_{a \text{ despues}} = (0, -w)$. Mientras que la partícula b tiene velocidad con componente en ambos ejes, $\vec{v}_{b \text{ antes}} = (v, -v \tan \alpha)$ $\vec{v}_{b \text{ despues}} = (v, v \tan \alpha)$

S' es un sistema que también se mueve en la dirección X pero manteniendo a la partícula b siempre sobre el eje Y, es decir, la velocidad de b antes y después de choque es $\vec{v}_{b \text{ antes}}' = (0, -w)$ y $\vec{v}_{b \text{ despues}}' = (0, w)$. Mientras que la partícula a tiene velocidad con componente en ambos ejes, $\vec{v}_{a \text{ antes}}' = (-v, v \tan \alpha)$ $\vec{v}_{a \text{ despues}}' = (-v, -v \tan \alpha)$

De la cinemática anterior es obvio que S' se mueve con velocidad v con respecto a S. Puesto que Y es una dirección ortogonal al movimiento relativo, entonces

$$\begin{aligned} v_{a \text{ antes}}^y{}' &= \frac{dy'}{dt'} = \frac{dy}{dt'} \\ &= \frac{1}{\gamma} v_{a \text{ antes}}^y \end{aligned} \quad (\text{C.6.23})$$

es decir,

$$v \tan \alpha = \frac{w}{\gamma} \quad (\text{C.6.24})$$

de aquí que

$$(\vec{v}_{b \text{ antes}})^2 = \sqrt{v^2 + w^2/\gamma^2}. \quad (\text{C.6.25})$$

Ahora se impone (C.6.22) lo que da

$$f(w^2) w - f(v^2 + w^2/\gamma^2) \frac{w}{\gamma} = 0 \quad (\text{C.6.26})$$

que implica que

$$\frac{f(v^2 + w^2/\gamma^2)}{f(w^2)} = \gamma. \quad (\text{C.6.27})$$

En el límite en que $w \rightarrow 0$ la expresión anterior es

$$f(v^2) = m \gamma \quad (\text{C.6.28})$$

y así, finalmente se tiene que el momentum de una partícula con velocidad \vec{v} es

$$\vec{p} = \gamma_v m \vec{v} = m \vec{u}. \quad (\text{C.6.29})$$

Si la velocidad de la partícula tiende a c , su momentum diverge.

Resulta natural definir entonces

$$p^\mu = m u^\mu \quad p^0 = m c \gamma \quad (\text{C.6.30})$$

y por tanto,

$$\mathbb{P}^2 = m^2 c^2. \quad (\text{C.6.31})$$

Una forma de leer (C.6.29) es

$$\begin{aligned} \vec{p} &= m' \vec{v} \quad \text{con} \\ m' &\equiv \gamma_v m = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \end{aligned} \quad (\text{C.6.32})$$

Lorentz, en 1904 dijo que la inercia de una partícula no era sencillamente m sino m' . Actualmente se les suele denominar *masa en reposo* a m y *masa relativista* a m' .

C.6.5. Energía cinética y energía

En el capítulo de trabajo y energía, en (4.1.7), se demostró que el trabajo total da el cambio de energía cinética.

Acá se va a calcular, usando las expresiones relativistas ya vistas, el trabajo necesario para llevar a una partícula desde el reposo hasta tener una cierta velocidad. Este trabajo, que aquí se calcula asociado a un desplazamiento a lo largo del eje X , será identificado con la energía cinética K , esto es,

$$K = \int \frac{dp}{dt} dx = \int \frac{d}{dt} \left(\frac{mv}{\sqrt{1 - \beta_v^2}} \right) v dt. \quad (\text{C.6.33})$$

En la última expresión se usó $\beta_v \equiv v/c$ y se reemplazó dx por $v dt$. Hay dos relaciones, fáciles de verificar, que serán necesarias

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{\sqrt{1-\beta_v^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_v^2}^3} \frac{v \dot{v}}{c^2}, \quad \frac{d}{dt} \frac{mv}{\sqrt{1-\beta_v^2}} = \frac{m \dot{v}}{\sqrt{1-\beta_v^2}^3}. \quad (\text{C.6.34})$$

De aquí que

$$\begin{aligned} K &= \int \frac{m \dot{v}}{\sqrt{1-\beta_v^2}^3} dt = \int \frac{d}{dt} \left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta_v^2}} \right) dt \\ &= \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta_v^2}} - mc^2. \end{aligned}$$

Esto es

$$K = (\gamma_v - 1) mc^2. \quad (\text{C.6.35})$$

Si $v \ll c$ se puede expandir en potencias de β_v y se obtiene

$$K = \frac{m}{2} v^2 + \frac{3m}{8} \frac{v^4}{c^2} + \frac{5m}{16} \frac{v^6}{c^4} + \dots \quad (\text{C.6.36})$$

Einstein supuso que la energía de una partícula libre es no tan solo la energía cinética, sino que es

$$E = \gamma_v mc^2 \quad (\text{C.6.37})$$

que, si la partícula está en reposo, es

$$E = mc^2.$$

Índice alfabético

- aceleración, 16
 - centrífuga, 167
 - centrípeta, 35
 - Coriolis, 167
 - tangencial, 34, 35
- barrera centrífuga, 141, 144
- cónicas, 151
 - elipses, 152
 - hipérbolas, 153
 - parábolas, 153
- centro de masa, 48
 - caso continuo, 52
 - momento angular, 58
 - torque, 60
- coordenadas
 - cartesianas, 23
 - cilíndricas, 23
 - esféricas, 25
 - intrínsecas, 33
- coordenadas generalizadas, 216
- coordenadas y movimiento, 22
- ecuación de Binet, 149
 - caso gravitacional, 151
- ecuaciones de Euler-Lagrange, 218
- energía
 - cinética, 93
 - mecánica total, 97
 - noconservada, 103
 - potencial, 96
- energía potencial efectiva, 144
 - caso gravitacional, 146
- equilibrio, 109
 - pequeñas oscilaciones, 116
- excentricidad, 151
 - tabla de, 154
- fuerza
 - acción y reacción, 50
 - centrales: caso general, 64
 - centrales: conservativas, 100
 - conservativas, 96
 - contacto, 46
 - de Coulomb, 46
 - elástica, 73
 - forzante, 135
 - gravitacional, 46
 - ley universal de gravitación, 70
 - normal, 46
 - peso, 46
 - roce, 47
 - deslizante, 47
 - estático, 47
 - roce dinámico
 - roce deslizante, 75
 - roce estático, 74
 - roce viscoso, 76
 - roce viscoso cuadrático, 80
 - roce viscoso lineal, 77
 - seudofuerzas, 45
- fuerza centrífuga, 45
- fuerza de Coriolis, 45
- funcional de acción, 217

- G: constante de gravitación, 71
 grados de libertad, 216
- Kepler
 segunda ley, 65
 tercera ley, 69, 156
- lagrangiano, 217
 leyes de Newton
 I ley, 45
 II ley, 45
 III ley, 45, 50
- masa reducida, 63
 matriz de inercia, 192
 modos normales, 124
 momento angular, 52
 sistema continuo, 62
 momento de inercia, 208
- oscilador
 amortiguado, 132
 forzado, 127
 forzado y amortiguado, 134
 sobreamortiguado, 133
- péndulo
 cónico, 54, 55
 esférico, 54
 plano, 54
 simple, 57
- pequeñas oscilaciones, 116
 frecuencia, 117
- potencia, 95
 principio de Hamilton, 215
- radio de curvatura, 29, 31
 rapidez, 30
- relatividad
 $E = mc^2$, 252
 agujeros negros
 Hawking, 253
 Schwarzschild, 253
 caída libre, 253
 Einstein, 251
 electromagnetismo, 249
 energía e inercia, 252
 energía y gravitación, 252
 espacio absoluto, 247
 eter, 248
 Galileo, 247
 GPS, 258
 Lorentz, 251
 masa y velocidad, 251
 Michelson-Moreley, 250
 Minkowski, 252
 movimiento absoluto, 247
 Poincaré, 250, 251
 reposo absoluto, 249
 resonancia, 129, 135
 batido, 129
 restricciones holonómicas, 219
 seudofuerzas, 45, 167
 centrífuga, 167
 de Coriolis, 167
 transversal, 167
 sistema de referencia, 16
 inercial, 45, 161
 no inercial, 162
- teorema de Steiner, 194
- Tierra
 masa, 72
 radio, 72
 semi-eje mayor de su órbita, 72
- torque, 53
 sistema continuo, 62
- trabajo, 91
 de fuerzas no conservativas, 104
 energía cinética, 93
 total, 93
- trompo con punto fijo, 206

vector

 normal, 25, 29, 32, 33

 tangente, 25, 29, 32

vector posición, 16

velocidad, 16

velocidad angular, 19

Índice alfabético

- aceleración, 16
 - centrífuga, 167
 - centrípeta, 35
 - Coriolis, 167
 - tangencial, 34, 35
- barrera centrífuga, 141, 144
- cónicas, 151
 - elipses, 152
 - hipérbolas, 153
 - parábolas, 153
- centro de masa, 48
 - caso continuo, 52
 - momento angular, 58
 - torque, 60
- coordenadas
 - cartesianas, 23
 - cilíndricas, 23
 - esféricas, 25
 - intrínsecas, 33
- coordenadas generalizadas, 216
- coordenadas y movimiento, 22
- ecuación de Binet, 149
 - caso gravitacional, 151
- ecuaciones de Euler-Lagrange, 218
- energía
 - cinética, 93
 - mecánica total, 97
 - noconservada, 103
 - potencial, 96
- energía potencial efectiva, 144
 - caso gravitacional, 146
- equilibrio, 109
 - pequeñas oscilaciones, 116
- excentricidad, 151
 - tabla de, 154
- fuerza
 - acción y reacción, 50
 - centrales: caso general, 64
 - centrales: conservativas, 100
 - conservativas, 96
 - contacto, 46
 - de Coulomb, 46
 - elástica, 73
 - forzante, 135
 - gravitacional, 46
 - ley universal de gravitación, 70
 - normal, 46
 - peso, 46
 - roce, 47
 - deslizante, 47
 - estático, 47
 - roce dinámico
 - roce deslizante, 75
 - roce estático, 74
 - roce viscoso, 76
 - roce viscoso cuadrático, 80
 - roce viscoso lineal, 77
 - seudofuerzas, 45
- fuerza centrífuga, 45
- fuerza de Coriolis, 45
- funcional de acción, 217

- G: constante de gravitación, 71
grados de libertad, 216
- Kepler
segunda ley, 65
tercera ley, 69, 156
- lagrangiano, 217
leyes de Newton
I ley, 45
II ley, 45
III ley, 45, 50
- masa reducida, 63
matriz de inercia, 192
modos normales, 124
momento angular, 52
sistema continuo, 62
momento de inercia, 208
- oscilador
amortiguado, 132
forzado, 127
forzado y amortiguado, 134
sobreamortiguado, 133
- péndulo
cónico, 54, 55
esférico, 54
plano, 54
simple, 57
- pequeñas oscilaciones, 116
frecuencia, 117
- potencia, 95
principio de Hamilton, 215
- radio de curvatura, 29, 31
rapidez, 30
relatividad
 $E = mc^2$, 252
agujeros negros
Hawking, 253
Schwarzschild, 253
- caída libre, 253
Einstein, 251
electromagnetismo, 249
energía e inercia, 252
energía y gravitación, 252
espacio absoluto, 247
eter, 248
Galileo, 247
GPS, 258
Lorentz, 251
masa y velocidad, 251
Michelson-Moreley, 250
Minkowski, 252
movimiento absoluto, 247
Poincaré, 250, 251
reposo absoluto, 249
resonancia, 129, 135
batido, 129
restricciones holonómicas, 219
- seudofuerzas, 45, 167
centrífuga, 167
de Coriolis, 167
transversal, 167
- sistema de referencia, 16
inercial, 45, 161
no inercial, 162
- teorema de Steiner, 194
- Tierra
masa, 72
radio, 72
semi-eje mayor de su órbita, 72
- torque, 53
sistema continuo, 62
- trabajo, 91
de fuerzas no conservativas, 104
energía cinética, 93
total, 93
- trompo con punto fijo, 206

vector

 normal, 25, 29, 32, 33

 tangente, 25, 29, 32

vector posición, 16

velocidad, 16

velocidad angular, 19