

MECÁNICA CLÁSICA

NOTAS A UN NIVEL INTERMEDIO

ELMER HERNÁN BARQUERO CHAVES

Estudiante de bachillerato en física por la Universidad de Costa Rica

GitHub

Estas notas son un documento en proceso por lo que es posible que contengan errores, los cuales agradecería informaran al correo, de preferencia con un asunto: “Notas de mecánica” o algún similar. Para realizar la corrección lo más pronto posible.

elmer.barquero@ucr.ac.cr

Índice

I	Introducción al texto	1
1.	Amplitud de la Mecánica Clásica	1
II	Mecánica Newtoniana	1
2.	Vectores	1
3.	Mecánica Newtoniana para una partícula	2
3.1.	Leyes de Newton	2
3.2.	Trabajo y Energía	3
3.3.	Análogo rotacional de las leyes de Newton	5
3.4.	Teoremas de Conservación	7
3.5.	Complementos de la conservación de la energía	9
3.6.	Problemas resueltos	10
4.	Sistemas de partículas	38
5.	Sistemas no inerciales	38
	Referencias	38

Introducción al texto

I

SECTION 1

Amplitud de la Mecánica Clásica

Condiciones para la aplicabilidad de la teoría de la Mecánica Clásica:

- Las masas de los cuerpos de interés **deben ser mayores** a las masas de átomos y de partículas subatómicas.
- Las masas de los cuerpos de interés **deben ser pequeñas** en comparación a las masas de cuerpos celestes. Por ejemplo la masa del planeta Mercurio, dado que el estudio de su órbita presenta discrepancias con los datos observacionales si se realiza directamente desde la mecánica clásica ($3,285 \times 10^{23} kg$).
- Las rapideces de los cuerpos de interés **deben ser pequeñas** comparadas a la rapidez de la luz ($299,792,458 km/s$).
- La escala de tiempo en que se realiza el estudio **debe ser pequeña** en comparación a escalas de tiempo que tiendan a las astronómicas.

De lo anterior se puede concluir que la Mecánica Clásica está limitada, en el desarrollo que se le dará aquí, al estudio de fenómenos en escalas humanas. Grossso modo, **la Mecánica Clásica se emplea para estudiar cosas que los seres humanos pueden “ver”, tanto en tamaño como en escala temporal.** Las comillas al “ver” es porqué es posible calcular con suficiente presición algunos fenómenos que ocurren por debajo de las escalas de visión humana con bastante presición.

Mecánica Newtoniana

II

SECTION 2

Vectores

Esto ya deberían saberlo y probablemente se actualice de último :)

SECTION 3

Mecánica Newtoniana para una partícula

A continuación se expresará la mecánica de partículas.

SUBSECTION 3.1

Leyes de Newton

Comenzando con algunos conceptos claves para el desarrollo de las leyes de Newton:

Definition 1

(Fuerza) Fuerza es el nombre que se le da a la interacción entre un cuerpo y su entorno, la cual es capaz de afectar el estado del cuerpo. Las fuerzas son cantidades vectoriales, por lo que poseen magnitud y dirección; su magnitud es dada en unidades de newton N .

Definition 2

(Momentum Lineal) Momentum lineal o cantidad de movimiento, ambos se refieren a una cantidad vectorial dada por la siguiente ecuación:

$$\vec{p} = m\vec{v} \quad (3.1)$$

Las leyes de Newton tal y como se expresarán a continuación son únicamente válidas para sistemas de referencias **inerciales**, es decir, sistemas de referencia que no poseen ningún tipo de aceleración.

Definition 3

(Primera Ley de Newton o Ley de la Inercia) Un cuerpo mantiene su estado de equilibrio a menos de que una fuerza neta diferente de cero lo perturbe. Dicho de otra forma, un cuerpo siempre mantendrá su estado de equilibrio a menos de que una fuerza neta llegue a afectarlo.

$$\sum \vec{F} = \vec{0} \quad (3.2)$$

Un estado de **equilibrio** se refiere a que el cuerpo o sistema de interés se encuentra moviéndose con velocidad lineal constante (**equilibrio dinámico**) o se encuentra en reposo (**equilibrio estático**).

Definition 4

(Segunda Ley de Newton) Un cuerpo que experimenta una fuerza neta diferente de cero, tendrá como resultado un cambio en su momentum lineal.

$$\sum \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \dot{\vec{p}} \quad (3.3)$$

Suponiendo que la masa es constante para el cuerpo de interés, la primera ley de Newton también se puede escribir de la forma:

$$\sum \vec{F} = m\vec{a} \quad (3.4)$$

Definition 5

(Tercera Ley de Newton o Ley de Acción-Reacción) Considere dos cuerpos denotados como A y B que presentan algún tipo de interacción entre sí, se dice que: Toda **acción** que realice el cuerpo A sobre el cuerpo B le corresponde una **reacción** que proveniente del cuerpo B. Estas **acciones** y **reacciones** corresponden a fuerzas internas del sistema (cuerpos A y B) debido a su interacción, dichas fuerzas poseen la misma magnitud y su dirección es contraria.

$$\vec{F}_{AB} = -\vec{F}_{BA} \quad (3.5)$$

Para trabajar con esta ley hay que tomar cuenta cierta ambigüedad que nos lleva a

los siguientes enunciados de la tercera ley:

- **Enunciado Fuerte:** Los vectores correspondientes a las fuerzas de **acción** y **reacción** se encuentran sobre una misma recta, es decir, si se conocen las direcciones de las fuerzas de **acción** y **reacción** es posible trazar una recta (conocida como **línea de acción**¹) que una los vectores de fuerzas y sea paralela a estos. Ver Figura 1.
- **Enunciado Débil:** No ocurre lo anterior. Es imposible unir los vectores de las fuerzas de **acción** y **reacción** por medio de una recta que sea paralela a ambos vectores. Ver Figura 2.

Además de lo anterior, es preciso destacar que la **Tercera Ley de Newton** no es una ley general de la naturaleza y se puede establecer que toda fuerza que dependa de velocidades no obedecerá esta ley.

SUBSECTION 3.2

Trabajo y Energía

Definition 6

(Trabajo) Corresponde a la cantidad generada al tomar el producto punto de la fuerza ejercida sobre un cuerpo a lo largo de todo su desplazamiento desplazamiento desde una punto A a un punto B.

$$W = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} \quad (3.6)$$

Definition 7

(Fuerza conservativa) Una fuerza \vec{F} es conservativa si se puede escribir de la forma:

$$\vec{F} = -\nabla V \quad (3.7)$$

A partir de las Ecuaciones (3.3) y (3.6):

$$W = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_A^B \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot d\vec{r}$$

Ejerciendo el producto punto y trabajando por índices:

$$W = \int_A^B \sum_{i=1}^3 \frac{dp_i}{dt} dr_i$$

Suponiendo que la masa es constante, la derivada temporal del momentum lineal es de la forma: $\frac{dp_i}{dt} = m \frac{dv_i}{dt}$:

¹La línea de acción está en naranja en la Figura 1 y en la Figura 2.

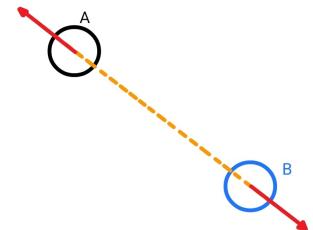


Figura 1. Situación del enunciado fuerte

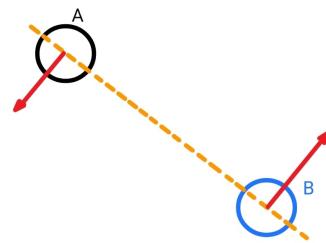


Figura 2. Situación del enunciado débil

$$\begin{aligned}
 W &= \sum_{i=1}^3 m \int_A^B \frac{dv_i}{dt} dr_i = \sum_{i=1}^3 m \int_A^B \frac{dv_i}{dt} dr_i \frac{dt}{dt} \\
 &= \sum_{i=1}^3 m \int_A^B dv_i \underbrace{\frac{dr_i}{dt}}_{=v_i} \frac{dt}{dt} \\
 &= \sum_{i=1}^3 m \int_A^B v_i dv_i = \sum_{i=1}^3 m \int_A^B \frac{1}{2} d(v_i^2) \\
 &= \sum_{i=1}^3 \frac{1}{2} mv_i^2 \Big|_A^B = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{2} mv_{iB}^2 - \sum_{i=1}^3 \frac{1}{2} mv_{iA}^2
 \end{aligned}$$

Definition 8

(Energía Cinética Traslacional) Corresponde al trabajo necesario para comenzar a mover un cuerpo desde el reposo hasta la rapidez v .

$$T = \frac{1}{2} m \sum_{i=1}^3 v_i^2 \quad (3.8)$$

Theorem 1

(Trabajo - Energía Cinética)

$$W = \Delta T \quad (3.9)$$

Regresando a la definición Ecuación (3.6) pero ahora tomando la fuerza que es ejercida sobre el cuerpo como una fuerza conservativa, Ecuación (3.7).

$$W = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_A^B -\vec{\nabla}V \cdot d\vec{r} = -V_B + V_A$$

Definition 9

(Energía Potencial) Corresponde a la capacidad de un cuerpo de ejercer trabajo se denomina energía potencial. Ahora se presentan algunos ejemplos de energías potenciales.

$$V = \begin{cases} mgh \\ \frac{1}{2}kx^2 \\ \frac{-GMm}{r} \\ \frac{-Kq_1q_2}{r} \\ \vdots \end{cases} \quad (3.10)$$

Theorem 2

(Trabajo - Energía Potencial)

$$W = -\Delta V \quad (3.11)$$

Definition 10

(Energía de un sistema) Ante la suposición de que el sistema a tratar tienen masa constante y es un sistema conservativo, la energía total es de la forma:

$$E = T + V \quad (3.12)$$

SUBSECTION 3.3

Análogo rotacional de las leyes de Newton

Ahora se presentarán algunos conceptos importantes y ecuaciones para una descripción sencilla de la mecánica de partículas en rotación. Nuevamente se comenzará por los conceptos básicos análogos a los usados en las leyes de Newton y posteriormente se darán las leyes análogas.

Primero deduciendo una relación entre la velocidad lineal \vec{v} y la velocidad angular $\vec{\omega}$:

- Se sabe que la velocidad angular es por definición

$$\vec{\omega} = \frac{d\theta}{dt} \quad (3.13)$$

respecto a un eje instantáneo de rotación. Siempre será posible establecer una velocidad angular para un cuerpo en movimiento arbitrario, ya que en cada instante el cuerpo se mueve con una trayectoria circular respecto a un eje de rotación; esto se puede observar en la Figura 3.

Observando la rotación infinitesimal presente en Figura 4, se puede concluir la siguiente relación ²

$$\delta\vec{r} = \delta\theta \times \vec{r}$$

Dividiendo entre δt :

$$\frac{\delta\vec{r}}{\delta t} = \frac{\delta\theta}{\delta t} \times \vec{r}$$

Lo cual, al considerar $\delta t \rightarrow 0$, se convierte en:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\theta}{dt} \times \vec{r}$$

Definition 11

(Relación velocidad Lineal - Angular) Para un cuerpo en un movimiento arbitrario se cumple lo siguiente para cada instante del movimiento.

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (3.14)$$

Recuerde que el eje de rotación instantáneo puede cambiar si el movimiento no es una rotación fija.

Definition 12

(Torque) El torque es el análogo de la fuerza para las rotaciones. Por lo que el torque corresponde a una interacción del sistema con su entorno que es capaz de generar un cambio en el estado *rotacional* del sistema, dicha interacción es mediada por la presencia de una o más fuerzas y se define como:

$$\vec{N}_{\mathcal{O}} = \vec{r} \times \vec{F} \quad (3.15)$$

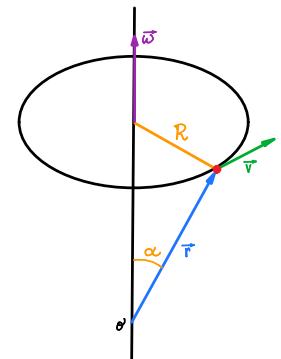


Figura 3. Relación entre \vec{v} , $\vec{\omega}$ y \vec{r}

²Recuerde que antes se era bien conocida la relación $v = \omega R$ para una partícula en un movimiento circular de radio R en un plano.

En este caso, al relacionar con \vec{r} , se tiene:

$$v = w r \operatorname{sen}(\alpha)$$

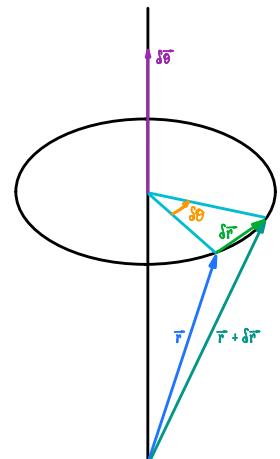


Figura 4. Relación diferencial entre \vec{v} , $\vec{\omega}$ y \vec{r}

Como tal, el torque depende del origen que se este utilizando, debido a su dependencia con el vector posición \vec{r} . Al torque es común llamarlo en algunos campos como: torca, momento de fuerza o simplemente momento.

Definition 13

(Momentum Angular) Corresponde al análogo angular del momentum lineal. Es una cantidad vectorial que para el caso de partículas se define como:

$$\vec{L}_O = \vec{r} \times \vec{p} = m \vec{r} \times \vec{v} = m \vec{r} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})^3 = m [\vec{r}^2 \vec{\omega} - \vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{\omega})] \quad (3.16)$$

De forma similar al torque, el momentum angular depende del origen desde el que se decida medir.

En la amplia gama de casos en que se trabaja con partículas, se podrá reconocer que el producto $\vec{r} \cdot \vec{\omega} = 0$ y los vectores \vec{r} y $\vec{\omega}$ apuntan en una única dirección, por lo que el momentum angular tomará la siguiente forma:

$$L_{Oq} = mr^2\omega_q \quad (3.17)$$

$${}^3\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{B}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$$

Definition 14

(Momentos de Inercia) La inercia es el análogo rotacional de la masa y corresponde a una medida que indica que tan difícil es girar un cuerpo respecto a cada eje (A mayor inercia más complicado es girar el objeto). Girando un cuerpo es posible concluir que se pueden generar rotaciones respecto a 3 ejes y por lo tanto **existen 3 momentos de inercia**, los cuales no necesariamente serán iguales, esto dependerá de la distribución de la masa respecto a cada eje.

En el caso de partículas puntuales, la inercia se define como:

$$I_q = \sum_i m_i r_i^2 \quad (3.18)$$

Donde r_i corresponde a la distancia que hay entre el eje de rotación y la masa puntual.

La **masa inercial** y los **momentos de inercia** están intimamente relacionados, ambos son medidas de que tan difícil es mover un cuerpo de cierta forma.

Definition 15

(Primera Ley de Newton análoga rotacional) De forma similar a la Primera Ley de Newton, este principio análogo estable que un cuerpo en un estado rotacional de equilibrio tenderá a mantener dicho estado hasta que un torque neto diferente de cero lo perturbe.

$$\sum \vec{N}_O = 0 \quad (3.19)$$

El término *inercial* es para hacer una distinción entre la **masa inercial** (La masa dada por la aceleración de un cuerpo al estar bajo el efecto de una fuerza) y la **masa gravitacional** (La masa determinada por las fuerzas gravitacionales entre el cuerpo de interés y otros cuerpos), a pesar de que ambas cantidades **son iguales** por el principio de equivalencia.

Definition 16

(Segunda Ley de Newton análoga rotacional)

$$\sum \vec{N}_O = \frac{d\vec{L}_O}{dt} = \dot{\vec{L}}_O \quad (3.20)$$

Manteniendo la inercia constante, la ecuación se escribe de la forma:

$$\sum N_q = I_q \alpha_q \quad (3.21)$$

Donde el subíndice denota el eje respectivo al cual se está realizando la suma de torques.

Definition 17

(Tercera Ley de Newton análoga rotacional) Este principio se enuncia de forma análoga a la Tercera Ley de Newton original bajo la salvedad de que en vez de trabajar con fuerzas, este trabaja con torques.

$$\vec{N}_{AB} = -\vec{N}_{BA} \quad (3.22)$$

Definition 18

(Energía Cinética Rotacional) Corresponde al trabajo necesario para hacer rotar un cuerpo desde el reposo hasta la rapidez angular ω .

$$T_{rot} = \frac{1}{2} I_q \omega^2 \quad (3.23)$$

La forma de obtener esta expresión es similar al procedimiento que se realizó con la energía cinética translacional.

SUBSECTION 3.4

Teoremas de Conservación

A continuación se van a enunciar los teoremas de conservación bajo la suposición de masa constante y que el sistema a tratar no posee fuerzas disipativas.

Theorem 3

(Conservación de la Energía) Una vez ya conocida la expresión para la energía del sistema Ecuación (3.12), basta con derivarla con respecto al tiempo para determinar que restricciones se plantean para la conservación de dicha cantidad:

$$\begin{aligned} E = T + V \Rightarrow \frac{dE}{dt} = \frac{dT}{dt} + \frac{dV}{dt}; \text{ A partir de Ecuación (3.8) y suponiendo } V = V(\vec{r}, t) \\ = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m \dot{\vec{r}}^2 \right) + \underbrace{\sum_{i=1}^3 \frac{\partial V}{\partial x_i} \frac{dx_i}{dt}}_{= \vec{\nabla} V \cdot \dot{\vec{r}}} + \frac{\partial V}{\partial t} \stackrel{\text{Sistema}}{\rightarrow} 0; \text{ conservativo} \Rightarrow V = V(\vec{r}) \\ = \frac{1}{2} m (\ddot{\vec{r}} \cdot \dot{\vec{r}} + \dot{\vec{r}} \cdot \ddot{\vec{r}}) + \vec{\nabla} V \cdot \dot{\vec{r}} = m \ddot{\vec{r}} \cdot \dot{\vec{r}} + \vec{\nabla} V \cdot \dot{\vec{r}} = [m \ddot{\vec{r}} + \vec{\nabla} V] \cdot \dot{\vec{r}} \\ = [\vec{F} + \vec{\nabla} V] \cdot \dot{\vec{r}} \end{aligned}$$

Para que la energía se conserve se cumple:

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{dE}{dt} = [\vec{F} + \vec{\nabla} V] \cdot \dot{\vec{r}} = 0 \Rightarrow \vec{F} + \vec{\nabla} V = 0 \\ \Rightarrow \vec{F} = -\vec{\nabla} V \\ \therefore \frac{dE}{dt} = 0 \Rightarrow \vec{F} = -\vec{\nabla} V \end{aligned} \quad (3.24)$$

Theorem 4

(Conservación de Momentum Lineal) Conociendo ya la expresión de la Ecuación (3.1), se derivará con respecto al tiempo para determinar las condiciones en que se conserva dicha cantidad:

$$\vec{p} = m\dot{\vec{r}} \Rightarrow \frac{d\vec{p}}{dt} = \cancel{\frac{dm}{dt}\dot{\vec{r}}}^0 + m\ddot{\vec{r}} = m\ddot{\vec{r}} = \vec{F}$$

Para que el momentum lineal se conserve se cumple:

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{d\vec{p}}{dt} &= m\ddot{\vec{r}} = \vec{F} = \vec{0} \\ \therefore \frac{d\vec{p}}{dt} &= 0 \Rightarrow \vec{F} = \vec{0} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Theorem 5

(Conservación de Momentum de Angular) A partir de la expresión de la Ecuación (3.16) y derivandola respecto al tiempo:

$$\begin{aligned} \vec{L}_{\mathcal{O}} = \vec{r} \times \vec{p} \Rightarrow \frac{d\vec{L}_{\mathcal{O}}}{dt} &= \underbrace{\dot{\vec{r}} \times \vec{p}}_{\vec{r} \parallel \vec{p}} + \vec{r} \times \dot{\vec{p}} \\ &= \vec{r} \times \dot{\vec{p}} \ ; \text{ Por la Ecuación (3.3)} \\ &= \vec{r} \times \vec{F} \ ; \text{ Por la Ecuación (3.15)} \\ &= \vec{N}_{\mathcal{O}} \end{aligned}$$

Para que se conserve el momentum angular se debe cumplir:

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{d\vec{L}_{\mathcal{O}}}{dt} &= \vec{r} \times \vec{F} = \vec{N}_{\mathcal{O}} = \vec{0} \\ \therefore \frac{d\vec{L}_{\mathcal{O}}}{dt} &= 0 \Rightarrow \vec{N}_{\mathcal{O}} = \vec{0} \end{aligned} \quad (3.26)$$

SUBSECTION 3.5

Complementos de la conservación de la energía**Definition 19**

(Condiciones de estabilidad) Al conservarse la energía en un sistema, es posible encontrarse con que la partícula de interés se encuentra en un punto de equilibrio de algún tipo (Estables u Inestables), alrededor de estos puntos es posible obtener mucha información acerca del comportamiento del sistema. Las siguientes son las condiciones para determinar que es un punto de equilibrio y clasificarlo.

- **Punto de equilibrio:** Se define como un punto en algún potencial que cumple con:

$$\vec{\nabla}V\Big|_{\vec{r}=\vec{r}_{eq}} = 0 \quad (3.27)$$

- Punto de Equilibrio **Estable**: De colocar una partícula en reposo en este punto y sin la aparición de fuerzas a su alrededor, la partícula permanecerá en equilibrio en dicho punto por siempre. Ahora, si esta es colocada en reposo en los alrededores de este punto o desde el punto de equilibrio se le ejerce una fuerza que la obligue a moverse, la partícula comenzará un movimiento en dirección a este punto y se moverá perpetuamente a su alrededor siempre que $E = \text{constante}$. La forma de determinar los puntos estables:

$$\vec{\nabla}^2V\Big|_{\vec{r}=\vec{r}_{eq}} > 0 \quad (3.28)$$

- Punto de Equilibrio **Inestable**: De forma similar al anterior, si se coloca una partícula en reposo en este punto y sin la aparición de fuerzas a su alrededor, la partícula permanecerá en equilibrio en dicho punto por siempre. No obstante, de aparecer algún tipo de fuerza o colocarla en los alrededores del punto de equilibrio inestable, la partícula se encontrará en un movimiento únicamente limitado por la cantidad de energía del sistema y es posible que nunca vuelva a pasar por dicho punto. La forma de encontrar los puntos inestables:

$$\vec{\nabla}^2V\Big|_{\vec{r}=\vec{r}_{eq}} < 0 \quad (3.29)$$

- Punto **No concluyente**:

$$\vec{\nabla}^2V\Big|_{\vec{r}=\vec{r}_{eq}} = 0 \quad (3.30)$$

Es necesario comprobar derivadas de orden superior bajo los mismos criterios para determinar estabilidad u inestabilidad de la posición de equilibrio. De obtenerse $\vec{\nabla}^3V\Big|_{\vec{r}=\vec{r}_{eq}} = 0$, es necesario continuar con orden 4 en la derivación, comprobar criterios y, de ser necesario, repetir los pasos en derivaciones superiores.

A continuación se muestra un ejemplo de como se aplican estos conceptos en un caso unidimensional.

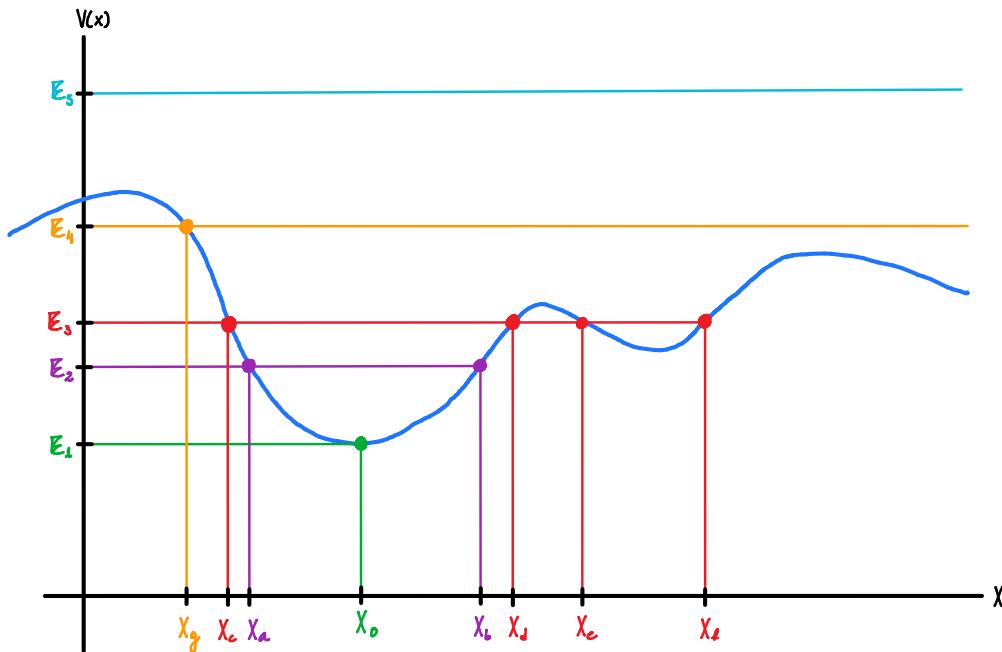


Figura 5. Ejemplo en una dimensión de las condiciones de estabilidad.

La línea azul corresponde a la energía potencial que siente la partícula en cada punto. Se colocan un total de 5 energías totales para el sistema cada una determinada por un color para mayor facilidad. Junto a esto, cada intersección que tienen las rectas de energía con la curva de potencial posee un punto y también su respectiva ubicación en el eje X acorde al color de la energía total.

Al observar la Figura 5, se determina lo siguiente:

- $x = x_0$ corresponde a un punto de equilibrio estable.
- Si se coloca una partícula en $x = x_0$ en energía E_1 , esta permanecerá en reposo.
- Para la energía E_2 , la partícula se moverá de forma periódica en $x_a < x < x_b$.
- Para la energía E_3 , la partícula se moverá de forma periódica en $x_c < x < x_d$ ó $x_e < x < x_f$. Esto es excluyente cabe destacar, la partícula se moverá en uno o en el otro foso.
- Hay un punto de equilibrio inestable entre los puntos x_d y x_e , al igual que entre $x = 0$ y x_g .
- Para la energía E_4 , la partícula se moverá de forma periódica en $x_g < x < +\infty$. La partícula va a $+\infty$, vuelve a x_g y regresa a $+\infty$, completando un ciclo.
- Para la energía E_5 , el movimiento no está limitado por la energía potencial que siente la partícula. Esta se puede mover libremente pero su velocidad va a depender de la posición en la que se encuentre.

SUBSECTION 3.6

Problemas resueltos

Problema 1. (Thornton 2.2)

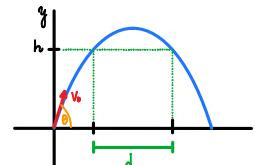
- 2-2. A particle of mass m is constrained to move on the surface of a sphere of radius R by an applied force $\mathbf{F}(\theta, \phi)$. Write the equation of motion.

$$\begin{aligned}\vec{a}(t) &= (\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta - r\ddot{\theta}) \hat{e}_r + (2\dot{r}\dot{\phi} \sin \theta - r\ddot{\phi} \sin \theta + 2r\dot{\phi}\dot{\theta} \cos \theta) \hat{e}_\phi + (2\dot{\theta}\dot{\phi} - r\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta + r\ddot{\theta}) \hat{e}_\theta \\ &= (-R\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta - R\ddot{\theta}) \hat{e}_r + (R\ddot{\phi} \sin \theta + 2R\dot{\phi}\dot{\theta} \cos \theta) \hat{e}_\phi + (-R\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta + R\ddot{\theta}) \hat{e}_\theta \\ \sum \vec{F} &= m\vec{a}(t) = -mR(+\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta + \ddot{\theta}) \hat{e}_r + mR(\ddot{\phi} \sin \theta + 2\dot{\phi}\dot{\theta} \cos \theta) \hat{e}_\phi + mR(-\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta + \ddot{\theta}) \hat{e}_\theta \quad ; \vec{F} = F_r \hat{e}_r + F_\phi \hat{e}_\phi + F_\theta \hat{e}_\theta \\ \Rightarrow F_r + F_\phi e_\phi + F_\theta e_\theta &= -mR(+\dot{\phi}^2 \sin^2 \theta + \ddot{\theta}) \hat{e}_r + mR(\ddot{\phi} \sin \theta + 2\dot{\phi}\dot{\theta} \cos \theta) \hat{e}_\phi + mR(-\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta + \ddot{\theta}) \hat{e}_\theta \quad \text{Respuesta para la pregunta} \\ \Rightarrow \vec{F}(\phi, \theta) &= mR(\ddot{\phi} \sin \theta + 2\dot{\phi}\dot{\theta} \cos \theta) \hat{e}_\phi + mR(-\dot{\phi}^2 \sin \theta \cos \theta + \ddot{\theta}) \hat{e}_\theta \quad \leftarrow \text{Respuesta según el solucionario, buscando la forma de la fuerza desconocida}\end{aligned}$$

Problema 2. (Thornton 2.8)

- 2-8. A projectile is fired with a velocity v_0 such that it passes through two points both a distance h above the horizontal. Show that if the gun is adjusted for maximum range, the separation of the points is

$$d = \frac{v_0}{g} \sqrt{v_0^2 - 4gh}$$



$$y = v_0 \sin \theta t - \frac{1}{2} g t^2 \xrightarrow{\text{Tiempo de vuelo}} 0 = v_0 \sin \theta t - \frac{1}{2} g t^2 \Rightarrow t \left(\frac{1}{2} g t - v_0 \sin \theta \right) = 0 \Rightarrow t_1 = 0 \quad t_2 = \frac{2v_0 \sin \theta}{g}$$

$$\text{Rango máximo: } R = v_0 \cos \theta t = v_0 \cos \theta \frac{2v_0 \sin \theta}{g} = \frac{v_0^2 \sin(2\theta)}{g} \Rightarrow \frac{dR}{d\theta} = \frac{2v_0^2 \cos(2\theta)}{g} = 0 \Rightarrow \theta = \frac{1}{2} \cos^{-1}(0) = \frac{\pi}{4} \quad \text{Ángulo de máxima alcance}$$

$$h = v_0 \sin \theta t - \frac{1}{2} g t^2 = \frac{v_0}{\sqrt{2}} t - \frac{1}{2} g t^2 \Rightarrow 0 = +h - \frac{v_0}{\sqrt{2}} t + \frac{1}{2} g t^2 \Rightarrow t = \frac{\frac{v_0}{\sqrt{2}} \pm \sqrt{\frac{v_0^2}{2} - \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{2} g h}}{2 \cdot \frac{1}{2} g} = \frac{\frac{v_0}{\sqrt{2}} \pm \sqrt{\frac{v_0^2}{2} - 2gh}}{g}$$

$$\Rightarrow t = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v_0 \pm \sqrt{v_0^2 - 4gh}}{g} \quad \text{Tiempo para alcanzar una misma altura en la parábola}$$

$$d = X(t_+) - X(t_-) = v_0 \cos \theta t_+ - v_0 \cos \theta t_- = \frac{v_0}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v_0 + \sqrt{v_0^2 - 4gh}}{g} - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v_0 - \sqrt{v_0^2 - 4gh}}{g} \right) = \frac{v_0}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2\sqrt{v_0^2 - 4gh}}{g}$$

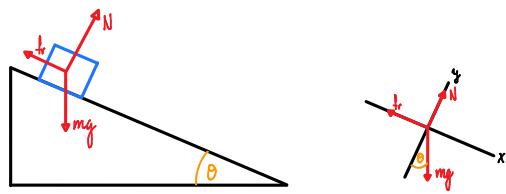
$$\Rightarrow d = \frac{v_0}{g} \sqrt{v_0^2 - 4gh} //$$

Problema 3. (Thornton 2.15)

2-15. A particle of mass m slides down an inclined plane under the influence of gravity. If the motion is resisted by a force $f = kmv^2$, show that the time required to move a distance d after starting from rest is

$$t = \frac{\cosh^{-1}(e^{kd})}{\sqrt{kg \sin \theta}}$$

where θ is the angle of inclination of the plane.



$$\begin{aligned} \sum F_x = mgsen\theta - kmv^2 &= ma_x \Rightarrow gsen\theta - kv^2 = a_x = \frac{dv_x}{dt} \Rightarrow dv_x = gsen\theta - kv^2 dt \Rightarrow \frac{dv_x}{gsen\theta - kv^2} = dt \\ \Rightarrow \int_0^V \frac{dv_x}{gsen\theta - kv^2} &= \int_0^V \frac{1}{k} \frac{dv_x}{\frac{gsen\theta}{k} - v^2} = \int_0^t \frac{1}{k} \frac{dt}{\frac{1}{\sqrt{gsen\theta/k}} \tanh^{-1}\left(\frac{v}{\sqrt{gsen\theta/k}}\right)} \\ \Rightarrow k\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} t &= \sqrt{gsen\theta} t = \tanh^{-1}\left(\frac{v}{\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}}}\right) \Rightarrow \tanh\left(\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} t\right) = \frac{v}{\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}}} \Rightarrow \sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} \tanh\left(\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} t\right) = v \\ \Rightarrow \int_0^d \sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} \tanh\left(\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} t\right) dt &= \int_0^d dx = d \Rightarrow \frac{1}{k} \ln[\cosh(\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} t)] = d \Rightarrow \ln[\cosh(\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} t)] = kd \\ \Rightarrow \cosh(\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} t) &= e^{kd} \Rightarrow \sqrt{\frac{gsen\theta}{k}} t = \cosh^{-1}(e^{kd}) \Rightarrow t = \frac{\cosh^{-1}(e^{kd})}{\sqrt{\frac{gsen\theta}{k}}} // \end{aligned}$$

Problema 4. (Taylor 2.14)

2.14 *** Use the method of Problem 2.7 to solve the following: A mass m is constrained to move along the x axis subject to a force $F(v) = -F_0 e^{v/V}$, where F_0 and V are constants. (a) Find $v(t)$ if the initial velocity is $v_0 > 0$ at time $t = 0$. (b) At what time does it come instantaneously to rest? (c) By integrating $v(t)$, you can find $x(t)$. Do this and find how far the mass travels before coming instantaneously to rest.

$$a) F(v) = -F_0 e^{\frac{v}{V}} = m \frac{dv}{dt} \Rightarrow \int_0^t \frac{F_0}{m} dt = \int_{v_0}^v e^{-\frac{v}{V}} dv \Rightarrow \frac{F_0 t}{m} = -V(e^{\frac{-v}{V}} - e^{\frac{-v_0}{V}}) \Rightarrow \frac{F_0 t}{V m} = e^{\frac{-v}{V}} - e^{\frac{-v_0}{V}}$$

$$\Rightarrow e^{\frac{-v}{V}} = \frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \Rightarrow -v = V \ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) \Rightarrow v = -V \ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right)$$

$$b) \text{ Reposo} \Rightarrow v = 0 \Rightarrow -V \ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) = 0 \Rightarrow \frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} = 1 \Rightarrow \frac{F_0 t}{V m} = 1 - e^{\frac{-v_0}{V}} \Rightarrow t_r = \frac{(1 - e^{\frac{-v_0}{V}}) V m}{F_0}$$

$$c) \frac{dx}{dt} = -V \ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) \Rightarrow \int_0^x dx = \int_0^t -V \ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) dt$$

$$* \int_0^t -V \ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) dt \quad u = \frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \quad y du = \frac{F_0}{V m} dt \Rightarrow \frac{V m}{F_0} du = dt$$

$$\Rightarrow \int_0^t -V \ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) dt = \int_{e^{\frac{-v_0}{V}}}^{\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}}} -\frac{V}{F_0} \ln(u) du = -\frac{V^2}{F_0} \left[\left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) \left[\ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) - 1 \right] - e^{\frac{-v_0}{V}} [\ln(e^{\frac{-v_0}{V}}) - 1] \right]$$

$$= -\frac{V^2}{F_0} \left[\left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) \left[\ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) - 1 \right] - e^{\frac{-v_0}{V}} \left[\frac{-v_0}{V} - 1 \right] \right]$$

$$\Rightarrow X = -\frac{V^2}{F_0} \left[\left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) \left[\ln \left(\frac{F_0 t}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) - 1 \right] - e^{\frac{-v_0}{V}} \left[\frac{-v_0}{V} - 1 \right] \right]$$

$$\Rightarrow X(t_r) = -\frac{V^2}{F_0} \left[\left(\frac{F_0 (1 - e^{\frac{-v_0}{V}}) V m}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) \left[\ln \left(\frac{F_0 (1 - e^{\frac{-v_0}{V}}) V m}{V m} + e^{\frac{-v_0}{V}} \right) - 1 \right] - e^{\frac{-v_0}{V}} \left[\frac{-v_0}{V} - 1 \right] \right]$$

$$= -\frac{V^2}{F_0} \left\{ 1 \cdot 1 - e^{\frac{-v_0}{V}} \left[\frac{-v_0}{V} - 1 \right] \right\} = +\frac{V^2}{F_0} \left\{ 1 + e^{\frac{-v_0}{V}} \left[\frac{-v_0}{V} - 1 \right] \right\}$$

2.4** The origin of the quadratic drag force on any projectile in a fluid is the inertia of the fluid that the projectile sweeps up. (a) Assuming the projectile has a cross-sectional area A (normal to its velocity) and speed v , and that the density of the fluid is ρ , show that the rate at which the projectile encounters fluid (mass/time) is $\rho A v$. (b) Making the simplifying assumption that all of this fluid is accelerated to the speed v of the projectile, show that the net drag force on the projectile is $\rho A v^2$. It is certainly not true that all the fluid that the projectile encounters is accelerated to the full speed v , but one might guess that the actual force would have the form

$$f_{\text{quad}} = \kappa \rho A v^2 \quad (2.84)$$

where κ is a number less than 1, which would depend on the shape of the projectile, with κ small for a streamlined body, and larger for a body with a flat front end. This proves to be true, and for a sphere the factor κ is found to be $\kappa = 1/4$. (c) Show that (2.84) reproduces the form (2.3) for f_{quad} , with c given by (2.4) as $c = \gamma D^2$. Given that the density of air at STP is $\rho = 1.29 \text{ kg/m}^3$ and that $\kappa = 1/4$ for a sphere, verify the value of γ given in (2.6).

$$f_{\text{quad}} = cv^2. \quad (2.3)$$

$$c = \gamma D^2 \quad (2.4)$$

$$\gamma = 0.25 \text{ N}\cdot\text{s}^2/\text{m}^4. \quad (2.6)$$

$$\text{b)} \quad F = \frac{dp}{dt} = \frac{dm}{dt} v + m \cancel{\frac{dv}{dt}} \xrightarrow{v: \text{constante}} = \frac{dm}{dt} v = \rho v A v = \rho v^2 A \quad //$$

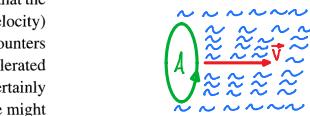
$$\text{c)} \quad f_{\text{quad}} = K \rho v^2 A \xrightarrow{\text{sphere}} \frac{1}{4} \rho v^2 \pi R^2 = \frac{1}{16} \rho v^2 \pi D^2 = c v^2 \Rightarrow c = \frac{\pi D^2}{16} = \gamma D^2 \Rightarrow \gamma = \frac{\pi}{16} \approx 0.25 \quad //$$

Problema 5. (Taylor 2.24)

2.24* Consider a sphere (diameter D , density ρ_{sph}) falling through air (density ρ_{air}) and assume that the drag force is purely quadratic. (a) Use Equation (2.84) from Problem 2.4 (with $\kappa = 1/4$ for a sphere) to show that the terminal speed is

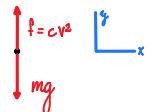
$$v_{\text{ter}} = \sqrt{\frac{8 D g \rho_{\text{sph}}}{3 \rho_{\text{air}}}}. \quad (2.88)$$

(b) Use this result to show that of two spheres of the same size, the denser one will eventually fall faster. (c) For two spheres of the same material, show that the larger will eventually fall faster.



a) Pensando que el área transversal A permanece constante y el fluido se mueve hacia v , se puede plantear

$$\begin{aligned} \cancel{F} &= \iint_S p \vec{v} \cdot d\vec{A} = \iint_S p v dA = \cancel{\rho \int_0^R} \rho v r dr db \\ &= \pi r^2 \rho v = \rho v A = \frac{dm}{dt} \end{aligned}$$



$$m = \rho_{\text{sph}} V = \rho_{\text{sph}} \frac{4}{3} \pi R^3 = \rho_{\text{sph}} \frac{4}{3} \pi D^3$$

$$\text{a)} \sum F_y = \cancel{\rho_{\text{air}} A v^2} - mg = may \Rightarrow \frac{1}{4} \rho_{\text{air}} v^2 \pi R^2 - mg = may \Rightarrow \frac{\rho_{\text{air}} v^2 \pi D^2}{16} - \rho_{\text{air}} \frac{4}{3} \pi D^3 g = \rho_{\text{sph}} \frac{4}{3} \pi D^3 a y$$

$$\text{Velocidad terminal } a_y = 0 \Rightarrow \cancel{\frac{\rho_{\text{air}} v^2 \pi D^2}{16}} - \rho_{\text{air}} \frac{4}{3} \pi D^3 g = 0 \Rightarrow \frac{\rho_{\text{air}} v^2}{16} = \rho_{\text{air}} \frac{D}{6} g \Rightarrow v_{\text{ter}} = \sqrt{\frac{8 D g \rho_{\text{sph}}}{3 \rho_{\text{air}}}} \quad //$$

$$\text{b)} \quad \rho_{\text{sph1}} > \rho_{\text{sph2}}$$

$$\Rightarrow \frac{v_{\text{ter1}}}{v_{\text{ter2}}} = \sqrt{\frac{\frac{8 D g \rho_{\text{sph1}}}{3 \rho_{\text{air}}}}{\frac{8 D g \rho_{\text{sph2}}}{3 \rho_{\text{air}}}}} = \sqrt{\frac{\rho_{\text{sph1}}}{\rho_{\text{sph2}}}} \Rightarrow v_{\text{ter1}} = v_{\text{ter2}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{sph1}}}{\rho_{\text{sph2}}}} \text{ con } \sqrt{\frac{\rho_{\text{sph1}}}{\rho_{\text{sph2}}}} > 1 \text{ ya que } \rho_{\text{sph1}} > \rho_{\text{sph2}} \quad //$$

$$\text{c)} \quad D_1 > D_2$$

$$\Rightarrow \frac{v_{\text{ter1}}}{v_{\text{ter2}}} = \sqrt{\frac{\frac{8 D g \rho_{\text{sph1}}}{3 \rho_{\text{air}}}}{\frac{8 D g \rho_{\text{sph2}}}{3 \rho_{\text{air}}}}} = \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \Rightarrow v_{\text{ter1}} = v_{\text{ter2}} \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \text{ con } \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} > 1 \text{ ya que } D_1 > D_2 \quad //$$

Problema 6. (Taylor 2.28)

2.28* A mass m has speed v_0 at the origin and coasts along the x axis in a medium where the drag force is $F(v) = -cv^{3/2}$. Use the “ $v \frac{dv}{dx}$ rule” (2.86) in Problem 2.12 to write the equation of motion in the separated form $m v \frac{dv}{F(v)} = dx$, and then integrate both sides to give x in terms of v (or vice versa). Show that it will eventually travel a distance $2m\sqrt{v_0/c}$.

$$\sum F_x = -cv^{\frac{3}{2}} = ma \Rightarrow -\frac{cv^{\frac{3}{2}}}{m} = \frac{dv}{dt} ; \frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dx} \frac{dx}{dt} = v \frac{dv}{dx} \Rightarrow -\frac{cv^{\frac{3}{2}}}{m} = v \frac{dv}{dx} \Rightarrow -\frac{c}{m} dx = \frac{v}{v^{\frac{3}{2}}} dv = \frac{1}{\sqrt{v}} dv$$

$$\Rightarrow \int_0^x -\frac{c}{m} dx = \int_{v_0}^v \frac{1}{\sqrt{v}} dv \Rightarrow -\frac{c}{m} x = \int_{v_0}^v \frac{1}{\sqrt{v}} dv$$

$* \int_{v_0}^v \frac{1}{\sqrt{v}} dv = \int_{v_0}^v v^{-\frac{1}{2}} dv = \frac{v^{-\frac{1}{2}+1}}{-\frac{1}{2}+1} \Big|_{v_0}^v = \frac{v^{\frac{1}{2}}}{\frac{1}{2}} \Big|_{v_0}^v = 2v^{\frac{1}{2}} \Big|_{v_0}^v = 2v^{\frac{1}{2}} - 2v_0^{\frac{1}{2}}$

$$\Rightarrow -\frac{c}{m} x = 2v^{\frac{1}{2}} - 2v_0^{\frac{1}{2}} \Rightarrow -\frac{c}{2m} x = v^{\frac{1}{2}} - v_0^{\frac{1}{2}} \Rightarrow v = \sqrt{v_0^{\frac{1}{2}} - \frac{c}{2m} x}^4$$

$$v = \sqrt{v_0^{\frac{1}{2}} - \frac{c}{2m} x}^4 = 0 \Rightarrow v_0^{\frac{1}{2}} - \frac{c}{2m} x = 0 \Rightarrow x = \frac{2m\sqrt{v_0}}{c}$$

Problema 7. (Thornton 2.32)

2.32. Two blocks of unequal mass are connected by a string over a smooth pulley (Figure 2-B). If the coefficient of kinetic friction is μ_k , what angle θ of the incline allows the masses to move at a constant speed?

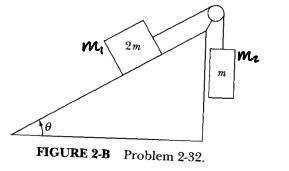
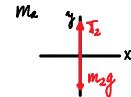
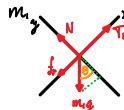


FIGURE 2-B Problem 2.32.

$$m_1 \quad \sum F_{1x} = T_1 - f_r - m_1 g \sin \theta = m_1 a_{1x}$$

$$\sum F_{1y} = N - m_1 g \cos \theta = m_1 a_{1y} \quad \text{no hay movimiento en } y$$

$$\Rightarrow T - f_r - m_1 g \sin \theta = m_1 a_{1x}$$

$$N = m_1 g \cos \theta ; f_r = \mu_k N$$

$$m_2 \quad \sum F_{2x} = 0$$

$$\sum F_{2y} = T_2 - m_2 g = m_2 a_{2y}$$

$$\Rightarrow T - m_2 g = m_2 a_{2y}$$

$$\Rightarrow T = m_2(g - a)$$

Pulea

$$\sum F_{0z} = -R T_{1z} + R T_{2z} = T a$$

$$\Rightarrow T_1 = T_2$$

* Condición $a_{1x} = -a_{2y} = a$

$v: \text{constante} \Rightarrow a = 0^*$

$$\Rightarrow T = \mu_k m_1 g \cos \theta - m_1 g \sin \theta + m_1 a$$

$$= m_1(\mu_k g \cos \theta - g \sin \theta + a)$$

Uniendo ecuaciones $\Rightarrow m_1(\mu_k g \cos \theta - g \sin \theta + a) = m_2(g - a)^*$

$$\Rightarrow m_1(\mu_k g \cos \theta - g \sin \theta) = m_2 g$$

$$\Rightarrow \mu_k g \cos \theta - g \sin \theta = \frac{m_2}{m_1} ; \cos \theta = \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \Rightarrow \mu_k \sqrt{1 - \sin^2 \theta} - \sin \theta = \frac{m_2}{m_1}$$

$$\Rightarrow \mu_k^2(1 - \sin^2 \theta) = \left(\frac{m_2}{m_1} + \sin \theta\right)^2 \Rightarrow \mu_k^2 - \mu_k^2 \sin^2 \theta = \frac{m_2^2}{m_1^2} + 2 \frac{m_2}{m_1} \sin \theta + \sin^2 \theta$$

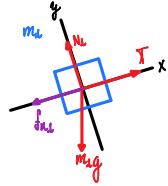
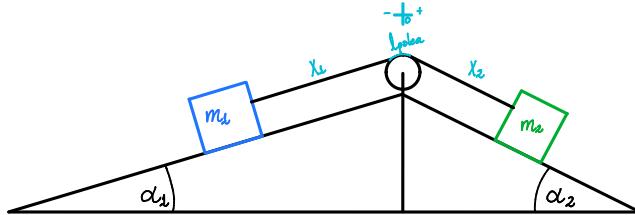
$$\Rightarrow \left(\frac{m_2^2}{m_1^2} - \mu_k^2\right) + 2 \frac{m_2}{m_1} \sin \theta + \sin^2 \theta (1 + \mu_k^2) = 0 \Rightarrow \sin \theta = \frac{-2 \frac{m_2}{m_1} \pm \sqrt{4 \frac{m_2^2}{m_1^2} - 4(1 + \mu_k^2)(\frac{m_2^2}{m_1^2} - \mu_k^2)}}{2(1 + \mu_k^2)} \quad \text{con } m_1 = 2m_2 = 2m$$

$$\Rightarrow \sin \theta = \frac{-2 \frac{m_2}{m_1} \pm \sqrt{4 \frac{m_2^2}{m_1^2} - 4(1 + \mu_k^2)(\frac{m_2^2}{m_1^2} - \mu_k^2)}}{2(1 + \mu_k^2)} = \frac{-1 \pm \sqrt{1 - 4(1 + \mu_k^2)(\frac{1}{4} - \mu_k^2)}}{2(1 + \mu_k^2)} = \frac{-1 \pm \sqrt{3\mu_k^2 + \frac{1}{4}\mu_k^2}}{2(1 + \mu_k^2)}$$

Problema 8.

Considera dos masas m_1 y m_2 colocadas en un doble plano inclinado, con ángulos α_1 y α_2 , respectivamente. Los cuerpos están unidos por medio de una cuerda y polea completamente ideales y sin masa apreciable.

1. Determine la aceleración de cada bloque sobre el plano, si no existe fricción entre ellos y el doble plano inclinando.
2. Determine la aceleración de cada bloque sobre el plano, si el coeficiente de fricción cinética entre ellos y el doble plano inclinando es el mismo (μ_k).
3. ¿Cómo cambia el resultado si el coeficiente es distinto?



$$\sum F_{1x} = T - f_{1x} - m_1 g \sin \alpha_1 = m_1 a_{1x}$$

$$\sum F_{1y} = N_1 - m_1 g \cos \alpha_1 = m_1 a_{1y}$$



$$\sum F_{2x} = -T - f_{2x} + m_2 g \sin \alpha_2 = m_2 a_{2x}$$

$$\sum F_{2y} = N_2 - m_2 g \cos \alpha_2 = m_2 a_{2y}$$

Aplicando lo anterior se obtiene:

$$N_1 - m_1 g \cos \alpha_1 = 0 \Rightarrow N_1 = m_1 g \cos \alpha_1$$

$$\Rightarrow T - \mu_k m_1 g \cos \alpha_1 - m_1 g \sin \alpha_1 = m_1 a_{1x}$$

$$N_2 - m_2 g \cos \alpha_2 = 0 \Rightarrow N_2 = m_2 g \cos \alpha_2$$

$$\Rightarrow -T - \mu_k m_2 g \cos \alpha_2 + m_2 g \sin \alpha_2 = m_2 a_{2x}$$

$$\Rightarrow m_1 a_{1x} + \mu_k m_1 g \cos \alpha_1 + m_1 g \sin \alpha_1 = -\mu_k m_2 g \cos \alpha_2 + m_2 g \sin \alpha_2 - m_2 a_{2x}$$

$$\Rightarrow a_x(m_1 + m_2) = -\mu_k m_2 g \cos \alpha_2 + m_2 g \sin \alpha_2 - \mu_k m_1 g \cos \alpha_1 - m_1 g \sin \alpha_1 = m_2 g(-\mu_k \cos \alpha_2 + \sin \alpha_2) - m_1 g(\mu_k \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1)$$

$$\Rightarrow a_x = \frac{m_2 g(-\mu_k \cos \alpha_2 + \sin \alpha_2) - m_1 g(\mu_k \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1)}{(m_1 + m_2)}$$

$$1) \quad \mu_{1x} = \mu_{2x} = 0 \Rightarrow a_x = \frac{m_2 g(-\mu_k \cos \alpha_2 + \sin \alpha_2) - m_1 g(\mu_k \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1)}{(m_1 + m_2)} = \frac{m_2 g \sin \alpha_2 - m_1 g \sin \alpha_1}{(m_1 + m_2)} //$$

$$2) \quad \mu_{1x} = \mu_{2x} = \mu_k \neq 0 \Rightarrow a_x = \frac{m_2 g(-\mu_k \cos \alpha_2 + \sin \alpha_2) - m_1 g(\mu_k \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1)}{(m_1 + m_2)} //$$

$$3) \quad \mu_{1x} \neq \mu_{2x} \neq 0 \Rightarrow a_x = \frac{m_2 g(-\mu_k \cos \alpha_2 + \sin \alpha_2) - m_1 g(\mu_k \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1)}{(m_1 + m_2)} //$$

* Largo de la cuerda: $l = \bar{x}_1 + l_{\text{polea}} + \bar{x}_2$, derivando respecto t

$$\Rightarrow 0 = -\dot{\bar{x}}_1 + \dot{\bar{x}}_2 \xrightarrow{\text{derivando}} 0 = -\ddot{\bar{x}}_1 + \ddot{\bar{x}}_2 \Rightarrow \ddot{\bar{x}}_1 = \ddot{\bar{x}}_2$$

* Ninguno de los cuerpos se va a mover en sus ejes y, permanecen en reposo en este eje, por lo que

$$a_{1y} = a_{2y} = 0$$

* La fricción cinética se define como: $f_k = N \mu_k$

* Hay que eliminar la variable T

Problema 9.

Considera una partícula que percibe una fuerza angular solamente, de la forma $F_\theta = 2mr\dot{\theta}$. Demuestra que $r = Ae^\theta + Be^{-\theta}$, donde A y B son constantes, determinadas por las condiciones iniciales.

$$\ddot{r} = (\ddot{\rho} - \rho\dot{\phi}^2)\hat{e}_\rho + (\rho\ddot{\phi} + 2\dot{\rho}\dot{\phi})\hat{e}_\phi$$

$$\sum \vec{F} = \vec{F}_\theta \Rightarrow \vec{F}_\theta = m\ddot{r} \Rightarrow 2mr\ddot{\phi} = m(r\ddot{\phi} + 2\dot{\rho}\dot{\phi}) \Rightarrow mr\ddot{\phi} = m\dot{\rho}\frac{d\phi}{dt} = 0 \Rightarrow \dot{\phi} = \text{constante} = c$$

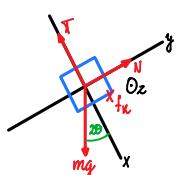
$$\Rightarrow \ddot{r} = (\ddot{\rho} - \rho c^2)\hat{e}_\rho \Rightarrow \ddot{\rho} - \rho c^2 = 0 \Rightarrow \rho = Ae^{ct} + B^{-ct} \Rightarrow \rho = Ae^t + B^{-t}$$

Aceleración en \hat{e}_ρ igual a cero

$$m^2 - c^2 = 0 \\ m^2 = c^2 \Rightarrow m = \pm c$$

Problema 10.

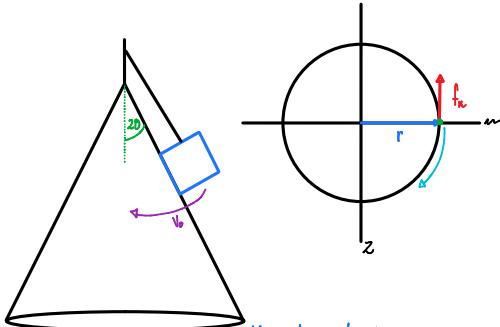
Un cono subtende un ángulo 2θ . Un bloque de masa m está conectado a la punta por una cuerda sin masa y se mueve en un círculo horizontal de radio R alrededor de la superficie externa. Si la rapidez inicial es v_0 , y si el coeficiente de fricción cinética entre el bloque y el cono es μ_k , ¿cuánto tiempo tarda el bloque en detenerse?



$$\sum F_x = -T + mg\cos(2\theta) = 0 \Rightarrow T = mg\cos(2\theta)$$

$$\sum F_y = N - mg\sin(2\theta) = 0 \Rightarrow N = mg\sin(2\theta)$$

$$\sum F_z = -f_n = ma_z \Rightarrow -\mu_k N g \sin(2\theta) = ma_z \Rightarrow a_z = -\mu_k g \sin(2\theta)$$



En el instante en que m se halla en un punto preso

Durante el giro de m , la fricción estará en la dirección tangencial al círculo horizontal por el que se mueve m .

$$\sum \vec{F} = m\ddot{r} \Rightarrow -f_n \hat{e}_\phi = m\ddot{r} \Rightarrow -\mu_k N g \sin(2\theta) \hat{e}_\phi = \ddot{r} \Rightarrow -\mu_k N g \sin(2\theta) = \frac{d\dot{\phi}}{dt} \Rightarrow \dot{\phi} - v_0 = -\mu_k g \sin(2\theta)t$$

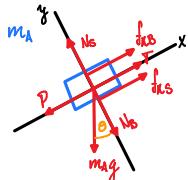
$$\Rightarrow \dot{\phi} = -\mu_k g \sin(2\theta)t + v_0; \text{ la partícula se detiene cuando } \dot{\phi} = 0$$

$$\Rightarrow 0 = -\mu_k g \sin(2\theta)t + v_0 \Rightarrow t = \frac{v_0}{\mu_k g \sin(2\theta)}$$

Problema 11.

El bloque A tiene una masa de 25 kg y el bloque B de 15 kg. El coeficiente de fricción cinética entre las superficies en contacto es de 0.15. Sabiendo que el ángulo del plano inclinado es de 25° . Una fuerza horizontal \vec{P} jala al cuadro A hacia abajo del plano inclinado, con una magnitud de 250 N y es capaz de acelerar al bloque B, determine la aceleración de cada bloque.

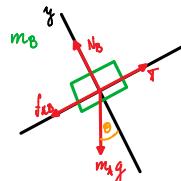
Se supone polea perfecta y cuerda perfecta



Para m_A :

$$\sum F_{Ax} = T - mg \sin \theta + f_{Ax} + f_{Ay} - P = m_A a_{Ax} \quad (1)$$

$$\sum F_{Ay} = N_A - mg \cos \theta - N_B = m_A g \cos \theta \Rightarrow N_A = m_A g \cos \theta + N_B$$



Para m_B : $\Rightarrow N_B = (m_A + m_B) g \cos \theta$

$$\sum F_{Bx} = T - mg \sin \theta - f_{By} = m_B a_{Bx} \quad (2)$$

$$\sum F_{By} = N_B - mg \cos \theta = m_B g \cos \theta \Rightarrow N_B = m_B g \cos \theta$$

Despejando T de 1 y 2:

$$\begin{aligned} (1) \Rightarrow T &= mg \sin \theta - f_{Ax} - f_{Ay} + P + m_A a_{Ax} \\ &= mg \sin \theta - \mu_k (m_A + m_B) g \cos \theta - \mu_k m_B g \cos \theta + P + m_A a_{Ax} \end{aligned}$$

$$(2) \Rightarrow T = mg \sin \theta + f_{Ax} + m_B a_{Bx} = mg \sin \theta + \mu_k m_B g \cos \theta + m_B a_{Bx}$$

Igualando 1 y 2:

$$mg \sin \theta - \mu_k (m_A + m_B) g \cos \theta - \mu_k m_B g \cos \theta + P + m_A a_{Ax} = mg \sin \theta + \mu_k m_B g \cos \theta + m_B a_{Bx}$$

$$(m_A - m_B) g \sin \theta - \mu_k (m_A + m_B) g \cos \theta - 2\mu_k m_B g \cos \theta + P = m_B a_{Bx} - m_A a_{Ax} = a_B (m_A + m_B)$$

$$\Rightarrow a_B = \frac{(m_A - m_B) g \sin \theta - \mu_k (m_A + m_B) g \cos \theta - 2\mu_k m_B g \cos \theta + P}{(m_A + m_B)} = 4,95 \text{ m/s}^2 //$$

$$\Rightarrow a_A = -a_B = -4,95 \text{ m/s}^2 //$$

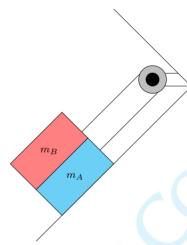


Figura 1: Configuración del problema.

Los bloques no poseen movimiento en el eje y del marco *

La fricción cinética se define como: $f_k = \mu_k N$

$$\Rightarrow f_{Ax} = \mu_k N_B = \mu_k m_B g \cos \theta$$

$$\Rightarrow f_{Ay} = \mu_k N_A = \mu_k (m_A + m_B) g \cos \theta$$

Largo de la cuerda l

$$l = x_B - x_A + c_p$$

$$\text{Derivando respecto a } t \Rightarrow 0 = -\dot{x}_B - \dot{x}_A$$

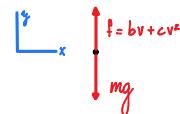
$$\text{De nuevo } \Rightarrow 0 = -\ddot{x}_B - \ddot{x}_A$$

$$\Rightarrow -\ddot{x}_A = \ddot{x}_B$$

Problema 12.

Determine la velocidad terminal cuando la fuerza de resistencia incluye los términos lineal y cuadrático.

$\sum F_y = bv + cv^2 - mg = may$ La velocidad terminal se obtiene cuando $ay = 0$.



$$\Rightarrow bv + cv^2 - mg = 0 \Rightarrow v_{ter} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 + 4mgc}}{2c} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 + 4mgc}}{2c}$$

$$\Rightarrow v_{ter} = \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4mgc}}{2c}$$

Problema 13. (Taylor 2.40)

2.40 ** Consider an object that is coasting horizontally (positive x direction) subject to a drag force $f = -bv - cv^2$. Write down Newton's second law for this object and solve for v by separating variables. Sketch the behavior of v as a function of t . Explain the time dependence for t large. (Which force term is dominant when t is large?)

$$\sum F_x = -bv - cv^2 = max = m \frac{dv_x}{dt} \Rightarrow \frac{dv_x}{dt} = \frac{-bv - cv^2}{m} \Rightarrow \int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{1}{bv + cv^2} dv_x = \int_0^t \frac{-1}{m} dt = \frac{-t}{m}$$

$$\int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{1}{bv + cv^2} dv_x = \int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{1}{v(b + cv)} dv_x = \int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{A}{v} + \frac{B}{b + cv} dv_x \star \Rightarrow \frac{A}{v} + \frac{B}{b + cv} = \frac{1}{v(b + cv)}$$

$$\Rightarrow \frac{A(b + cv)}{v(b + cv)} + Bv = \frac{1}{v(b + cv)} \Rightarrow A(b + cv) + Bv = 1 \Rightarrow Ab + Acv + Bv = Ab + v(Ac + B) = 1$$

$$\Rightarrow \begin{cases} Ab = 1 \Rightarrow A = \frac{1}{b} \\ Ac + B = 0 \Rightarrow -\frac{f}{b} + B = 0 \Rightarrow B = -\frac{f}{b} \end{cases} \star \Rightarrow \int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{\frac{1}{b}}{v} + \frac{-\frac{f}{b}}{b + cv} dv_x = \int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{1}{bv} - \frac{f}{b(b + cv)} dv_x = \frac{1}{b} \int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{1}{v} - \frac{f}{b + cv} dv_x$$

$$= \frac{1}{b} \left[\ln(v_x) \Big|_{v_{ter}}^{v_x} - \int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{f}{b + cv} dv_x \right] \star; u = b + cv \Rightarrow du = c dv \Rightarrow \int \frac{f}{b + cv} dv = \int \frac{f}{b} \frac{1}{u} du = \ln(u) + C = \ln(b + cv) + C$$

$$\star \Rightarrow \frac{1}{b} \left[\ln(v_x) \Big|_{v_{ter}}^{v_x} - \int_{v_{ter}}^{v_x} \frac{f}{b + cv} dv_x \right] = \frac{1}{b} \left[\ln(v_x) - \ln(b + cv) \right] \Big|_{v_{ter}}^{v_x} = \frac{1}{b} \ln \left(\frac{v_x}{b + cv} \right) \Big|_{v_{ter}}^{v_x} = \frac{1}{b} \ln \left(\frac{v_x}{b + cv_{ter}} \right) - \frac{1}{b} \ln \left(\frac{v_{ter}}{b + cv_{ter}} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{b} \ln \left(\frac{v_x}{b + cv} \right) - \frac{1}{b} \ln \left(\frac{v_{ter}}{b + cv_{ter}} \right) = \frac{-t}{m} \Rightarrow \ln \left(\frac{v_x}{b + cv} \right) - \ln \left(\frac{v_{ter}}{b + cv_{ter}} \right) = \ln \left[\frac{(b + cv)(v_x)}{v_{ter}(b + cv_{ter})} \right] = \frac{-bt}{m}$$

$$\Rightarrow \frac{(b + cv)(v_x)}{v_{ter}(b + cv_{ter})} = e^{\frac{-bt}{m}} \Rightarrow \frac{v_x}{b + cv} = \frac{v_{ter}}{b + cv_{ter}} e^{\frac{-bt}{m}} \Rightarrow \frac{b + cv}{V_x} = \frac{b}{V_x} + c = \frac{b + cv_{ter}}{V_{ter}} e^{\frac{-bt}{m}} \Rightarrow \frac{b}{V_x} = \frac{b + cv_{ter}}{V_{ter}} e^{\frac{-bt}{m}} - c$$

$$\Rightarrow \frac{b}{V_x} = \frac{b + cv_{ter}}{V_{ter}} e^{\frac{-bt}{m}} - c \frac{V_{ter}}{V_x} \Rightarrow V_x = \frac{bV_{ter}}{b + cv_{ter} e^{\frac{-bt}{m}} - cV_{ter}}$$

$$V_x \approx \frac{b}{t}$$

Cuando t es grande V_x va a ser pequeño, restableciendo importancia a "cv⁻¹" de la fuerza de arrastre

Energía y teoremas de conservación

Problema 1. (Thornton 2.25)

- 2-25. A block of mass $m = 1.62 \text{ kg}$ slides down a frictionless incline (Figure 2-A). The block is released a height $h = 3.91 \text{ m}$ above the bottom of the loop.
- What is the force of the inclined track on the block at the bottom (point A)?
 - What is the force of the track on the block at point B?
 - At what speed does the block leave the track?
 - How far away from point A does the block land on level ground?
 - Sketch the potential energy $U(x)$ of the block. Indicate the total energy on the sketch.

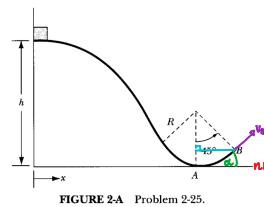


FIGURE 2-A Problem 2-25.

a)

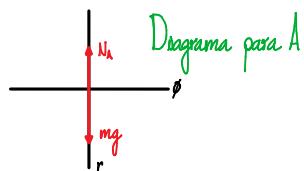
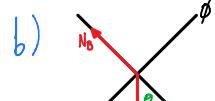


Diagrama para A

$$\sum F_r = mg - N_A = ma_{\text{rad}} \Rightarrow mg - N_A = -m \frac{v^2}{R} \Rightarrow N_A = mg + m \frac{v^2}{R}$$

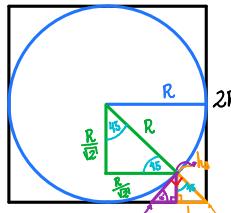
Hay que hallar v en A: $\Delta E = 0 \Rightarrow T_A + U_{g0} = T_A + U_{g1} \Rightarrow mgh = \frac{1}{2}mv_A^2 \Rightarrow v_A^2 = 2gh \star \Rightarrow N_A = mg \left(1 + \frac{2}{R} h \right)$



$$\sum F_r = m g \cos \theta - N_B = ma_{\text{rad}} \Rightarrow m g \cos \theta - N_B = -m \frac{v^2}{R} \Rightarrow N_B = m \left(\cos \theta + \frac{v^2}{R} \right) \star$$

$$\sum F_\theta = -mg \sin \theta = ma_\theta$$

Hay que hallar v en B: $\Delta E = 0 \Rightarrow T_A + U_{g0} = T_B + U_{g1} \Rightarrow mgh = \frac{1}{2}mv_B^2 + mgh_B \Rightarrow v_B^2 = 2g(h - h_B) \star$



$$R = \frac{R}{\sqrt{2}} + h_B \Rightarrow h_B = R \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \star \Rightarrow N_B = mg \left(\cos \theta + \frac{2}{R} \left[h - R \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right] \right)$$

$$h_B = b_0 \text{ por triángulo } 45^\circ$$

c) $\star v_B^2 = 2g(h - h_B) \Rightarrow v_B = \sqrt{2g \left[h - R \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right]} = \sqrt{2gh - gh\sqrt{2}(\sqrt{2}-1)} = \sqrt{gh[2-\sqrt{2}(\sqrt{2}-1)]} = \sqrt{2gh}$

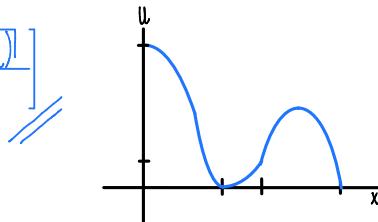
d) $v_B = v_0 \quad \alpha = 45^\circ \Rightarrow y_t = h_B + v_0 \sin \alpha \cdot t - \frac{1}{2}gt^2 \xrightarrow{t_{\text{máx}}} h_B + v_0 \sin \alpha \cdot t - \frac{1}{2}gt^2 = 0$

Es la solución "+" para $t > 0$

$$\Rightarrow t = \frac{-v_0 \sin \alpha \pm \sqrt{v_0^2 \sin^2 \alpha - 4 \cdot \frac{1}{2} g \cdot h_B}}{2 \cdot \frac{1}{2} g} = \frac{+v_0 \sin \alpha \pm \sqrt{v_0^2 \sin^2 \alpha + 2gh_B}}{g} \Rightarrow t = \frac{v_0 \sin \alpha + \sqrt{v_0^2 \sin^2 \alpha + 2gh_B}}{g}$$

$$\Rightarrow t = \frac{\sqrt{2}gh \sin \alpha + \sqrt{2}gh \sin^2 \alpha + \sqrt{2}gR(\sqrt{2}-1)}{g} = \frac{\sqrt{2}gh \sin \alpha + \sqrt{2}gh \sin^2 \alpha + \sqrt{2}gR(\sqrt{2}-1)}{g}$$

$$x_t = x_0 + v_0 t = R \sin \alpha + \sqrt{2}gh \cos \alpha \cdot \left[\frac{\sqrt{2}gh \sin \alpha + \sqrt{2}gh \sin^2 \alpha + \sqrt{2}gR(\sqrt{2}-1)}{g} \right]$$



Problema 2. (Thornton 2.27)

- 2-27. A rope having a total mass of 0.4 kg and total length 4 m has 0.6 m of the rope hanging vertically down off a work bench. How much work must be done to place all the rope on the bench?

$$\text{densidad lineal } \rho = \frac{m}{l} \Rightarrow m(l) = \rho l \Rightarrow \vec{F} = -\rho g(l-y)\hat{j}$$

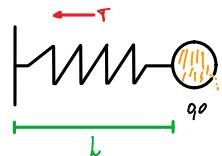
$$\text{Movimiento unidimensional} \Rightarrow d\vec{r} = dy\hat{j}$$

$$\text{Trabajo necesario para subir el extremo de la cuerda: } W = \int_c \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_0^{L_0} -\rho g(l-y) dy = \frac{\rho g(l-y)^2}{2} \Big|_0^{L_0} = -\frac{\rho g L^2}{2} \leftarrow \begin{array}{l} \text{Trabajo por la} \\ \text{gravedad} \end{array}$$

$$\Rightarrow W_e = -W = \frac{\rho g L^2}{2} = 0,18 \text{ J necesarios para levantar la cuerda} //$$

Problema 3.

En $t = 0$, un balde sin masa contiene una masa inicial M de arena. Está conectado a una pared por un resorte sin masa con tensión constante T (es decir, independiente de la longitud). El suelo no tiene fricción y la distancia inicial a la pared es L . El balde se suelta y, en su camino hacia la pared, pierde arena a razón de $dm/dx = M/L$, de tal forma que en un tiempo t la masa es m y x es la distancia con respecto a la pared. Por lo tanto, la tasa con la que pierde masa es constante con respecto a la distancia, no al tiempo. Además considere que el balde termina vacío justo cuando llega a la pared.



a. Determine la energía cinética del balde y la arena, como función de x . ¿Dónde es máxima?

b. ¿Cuál es el momentum lineal del balde? ¿Dónde es máximo?

a) El sistema es (bald + arena dentro) + arena fuera

$$p_T = m_b V_{ba} + m_a V_a \Rightarrow p_T = \cancel{\frac{dm_b}{dt}} V_{ba} + \cancel{m_a} \cancel{\frac{dm_a}{dt}} V_a + \cancel{\frac{dm_a}{dt}} V_a + m_a \cancel{\frac{dm_a}{dt}} \stackrel{\text{En cada instante que es expulsada tiene la velocidad del balde y es constante del acer}}{=} ; \frac{dm_a}{dt} = -\frac{dm_a}{dt} = -\frac{dm}{dt}$$

$$\Rightarrow \dot{p}_T = m_a \cancel{\frac{dV_{ba}}{dt}} = -T ; \frac{dm}{dx} = \frac{M}{L} \Rightarrow \int_0^m dm = \int_0^x \frac{M}{L} dx \Rightarrow m = \frac{M}{L} x$$

$$\Rightarrow \frac{M}{L} x \cancel{\frac{dV_{ba}}{dt}} = -T = \frac{M}{L} \cancel{\frac{dV}{dt}} \cancel{\frac{dx}{dx}} = \frac{M}{L} X v \cancel{\frac{dv}{dx}} \Rightarrow -T = \frac{M}{L} X v \cancel{\frac{dv}{dx}} \Rightarrow \int_L^X \frac{-T}{M} dx = \int_0^x v dv$$

$$\Rightarrow \frac{v^2}{2} = \frac{-T}{M} \ln\left(\frac{X}{L}\right) \Rightarrow v = \sqrt{-\frac{2T}{M} \ln\left(\frac{X}{L}\right)} \Rightarrow T_e = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \cancel{M} X \cdot \cancel{\frac{-T}{M} \ln\left(\frac{X}{L}\right)} = -T X \ln\left(\frac{X}{L}\right)$$

$$\Rightarrow T_e = -T X \ln\left(\frac{X}{L}\right) //$$

$$\Rightarrow \text{Máximo } \frac{dT_e}{dx} = 0 \Rightarrow -T \ln\left(\frac{X}{L}\right) - T X \cancel{\frac{1}{X}} = -T \ln\left(\frac{X}{L}\right) - T X \cancel{\frac{1}{X}} = -T \ln\left(\frac{X}{L}\right) - T L = 0 \Rightarrow X_{e,\max} = L e^L //$$

$$b) p_{ba} = m_b v = \frac{M}{L} x \cdot \sqrt{-\frac{2T}{M} \ln\left(\frac{X}{L}\right)} = \sqrt{\frac{M^2 X^2}{L^2} \cdot \cancel{\frac{-2T}{M} \ln\left(\frac{X}{L}\right)}} = \sqrt{\frac{2TM}{L}} \cdot \sqrt{-X^2 \ln\left(\frac{X}{L}\right)} //$$

$$\frac{dp_{ba}}{dx} = \sqrt{\frac{2TM}{L}} \cdot \frac{1}{2 \sqrt{-X^2 \ln\left(\frac{X}{L}\right)}} \cdot \left(-2X \ln\left(\frac{X}{L}\right) - X \cancel{\frac{1}{X}} \right) = \sqrt{\frac{2TM}{L}} \cdot \frac{1}{2 \sqrt{-X^2 \ln\left(\frac{X}{L}\right)}} \cdot \left(-2X \ln\left(\frac{X}{L}\right) - X L \right)$$

$$\text{Máximo } \frac{dp_{ba}}{dx} = 0 \Rightarrow \sqrt{\frac{2TM}{L}} \cdot \frac{1}{2 \sqrt{-X^2 \ln\left(\frac{X}{L}\right)}} \cdot \left(-2X \ln\left(\frac{X}{L}\right) - X L \right) = 0 \Rightarrow -2X \ln\left(\frac{X}{L}\right) - X L = 0$$

$$\Rightarrow \ln\left(\frac{X}{L}\right) = -\frac{1}{2} \Rightarrow X_{p,\max} = L e^{-\frac{1}{2}} //$$

Problema 4. (Thornton 2.41)

- 2.41. A train moves along the tracks at a constant speed u . A woman on the train throws a ball of mass m straight ahead with a speed v with respect to herself. (a) What is the kinetic energy gain of the ball as measured by a person on the train? (b) by a person standing by the railroad track? (c) How much work is done by the woman throwing the ball and (d) by the train?

$$a) T_m = \frac{1}{2}mv^2 //$$

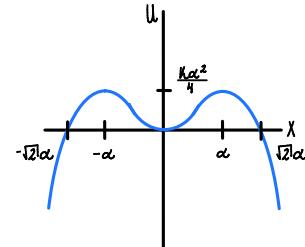
$$b) T_r = \frac{1}{2}m(u+v)^2 - \frac{1}{2}mu^2 = \frac{1}{2}mv^2 + muv //$$

$$c) W_m = \Delta T \Rightarrow W_m = \frac{1}{2}mv^2 // \quad d) W_t = W_r + W_m = \frac{1}{2}mv^2 + muv \Rightarrow W_r = \frac{1}{2}mv^2 + muv - \frac{1}{2}mv^2 = muv //$$

Problema 5. (Thornton 2.43)

- 2.43. A particle is under the influence of a force $F = -kx + kx^3/\alpha^2$, where k and α are constants and k is positive. Determine $U(x)$ and discuss the motion. What happens when $E = (1/4)k\alpha^2$?

$$F = -\nabla U \Rightarrow F = -\frac{dU}{dx} \Rightarrow -\int_0^x dU = \int_0^x -kx + \frac{kx^3}{\alpha^2} dx \Rightarrow U = \frac{1}{2}kx^2 - \frac{kx^4}{4\alpha^2}$$



Cuando $E = \frac{k\alpha^2}{4}$ es la máxima energía potencial, es un punto de equilibrio inestable. //

Problema 6.

Considera la máquina de Atwood de la Figura 4.15 (ver libro de texto), pero suponga que la polea tiene radio R y momento de inercia I .

- Escriba la energía total de las dos masas y la polea en términos de la coordenada x y \dot{x} . (Recuerde que la energía cinética de un disco es $I\omega^2/2$).
- Demuestre que puede obtener la ecuación de movimiento para la coordenada x derivando la ecuación $E = \text{cte}$. Compruebe que la ecuación de movimiento es la misma que obtendría aplicando la II Ley de Newton por separado a las dos masas y la polea, y luego eliminando las dos tensiones desconocidas de las tres ecuaciones resultantes.

$$a) \text{La polea tiene energía potencial cero} \Rightarrow T_3 = \frac{1}{2}m_1\dot{x}_1^2 + \frac{1}{2}m_2\dot{x}_2^2 + \frac{1}{2}I\dot{\theta}_3^2 \quad y \quad U = m_1g\dot{x}_1 + m_2g\dot{x}_2$$

$$\Rightarrow E_s = \frac{1}{2}m_1\dot{x}_1^2 + \frac{1}{2}m_2\dot{x}_2^2 + \frac{1}{2}I\dot{\theta}_3^2 + m_1g\dot{x}_1 + m_2g\dot{x}_2$$

$$b) \frac{dE_s}{dt} = m_1\dot{x}_1\ddot{x}_1 + m_2\dot{x}_2\ddot{x}_2 + I\dot{\theta}_3\ddot{\theta}_3 + m_1g\dot{x}_1 + m_2g\dot{x}_2 = 0$$

$$\Rightarrow m_1\dot{x}_1\ddot{x}_1 + m_2\dot{x}_2\ddot{x}_2 + I\dot{\theta}_3\ddot{\theta}_3 + m_1g\dot{x}_1 - m_2g\dot{x}_2 = 0 \Rightarrow \ddot{x}_1\left(m_1 + m_2 + \frac{I}{R^2}\right) + g(m_2 - m_1) = 0 //$$

$$\sum F_1 = T_1 - m_1g = m_1a_1 \Rightarrow T_1 = m_1a_1 + m_1g \quad y \quad \sum F_2 = T_2 - m_2g = m_2a_2 \Rightarrow T_2 = m_2a_2 + m_2g$$

$$\sum T = -T_1R + T_2R = I\alpha \Rightarrow -m_1a_1 - m_2a_2 + m_2g = \frac{I\alpha}{R^2} \Rightarrow -a_1\left(m_1 + m_2 + \frac{I}{R^2}\right) + g(m_2 - m_1) = 0 //$$

$$S = R\theta \\ V = R\dot{\theta}$$

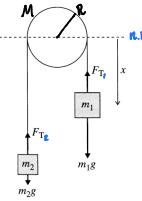


Figure 4.15 An Atwood machine consisting of two masses, m_1 and m_2 , suspended by a massless inextensible string that passes over a massless, frictionless pulley. Because the string's length is fixed, the position of the whole system is specified by the distance x of m_1 below any convenient fixed level. The forces on the two masses are their weights m_1g and m_2g , and the tension forces F_T (which are equal since the pulley and string are massless).

$$a_1 = -a_2 \quad y \quad \alpha = \frac{a}{R}$$

$$\dot{\theta}_3 = \frac{\dot{x}_2}{R} \quad y \quad \ddot{x}_1 = -\ddot{x}_2$$

(Taylor 4.36)

4.36 ** A metal ball (mass m) with a hole through it is threaded on a frictionless vertical rod. A massless string (length l) attached to the ball runs over a massless, frictionless pulley and supports a block of mass M , as shown in Figure 4.27. The positions of the two masses can be specified by the one angle θ . (a) Write down the potential energy $U(\theta)$. (The PE is given easily in terms of the heights shown as h and H . Eliminate these two variables in favor of θ and the constants b and l . Assume that the pulley and ball have negligible size.) (b) By differentiating $U(\theta)$ find whether the system has an equilibrium position, and for what values of m and M equilibrium can occur. Discuss the stability of any equilibrium positions.

$$l = H + d = H + \sqrt{b^2 + h^2} = -X_m + \sqrt{b^2 + X_m^2} = -X_m + \sqrt{b^2 + b^2 \cot^2 \theta} = -X_m + b \csc \theta$$

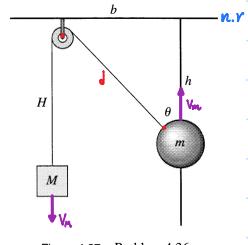


Figure 4.27 Problem 4.36

$$\Rightarrow X_m = b \csc \theta - l \quad y \quad X_m = -b \cot \theta \Rightarrow X_m = -X_m - l$$

$$a) U = U_m + U_m = mgX_m + MgX_m = -mgb \cot \theta + Mg(b \csc \theta - l) //$$

$$b) \frac{dU}{d\theta} = +mgb \csc^2 \theta - Mg b \csc \theta \cot \theta = 0 \Rightarrow \csc \theta (mg \csc \theta - Mg \cot \theta) = 0$$

$$\Rightarrow \csc \theta = 0 \vee mg \csc \theta - Mg \cot \theta = 0 \Rightarrow m \csc \theta = M \cot \theta \Rightarrow m = M \cos \theta \Rightarrow \theta = \cos^{-1}\left(\frac{m}{M}\right)$$

$$m = Mh; \text{ con } 0 < h \leq l \Rightarrow \theta = \cos^{-1}(h) \therefore \text{Hay un punto equilibrio, depende de que tanta sea la diferencia de masa}$$

c) Halle la velocidad del sistema cuando M se mueve $\frac{l}{5}$ de su posición inicial suponiendo que $M > m$

$$X_m = b \csc \theta - l \Rightarrow V_m = -b \cot \theta \csc \theta \cdot \dot{\theta} \quad y \quad X_m = -b \cot \theta \Rightarrow V_m = -b \csc^2 \theta \cdot \dot{\theta}$$

$$\Rightarrow T_f = \frac{1}{2} m b \csc^4 \theta \cdot \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} M b \cot^2 \theta \csc^2 \theta \cdot \dot{\theta}^2 \quad y \quad U_f = mg(-b \cot \theta + \frac{l}{5}) + Mg(b \csc \theta - l - \frac{l}{5})$$

$$\Rightarrow U_i = U_f + T \Rightarrow mg\left(\frac{l}{5}\right) + Mg\left(-\frac{l}{5}\right) + \frac{1}{2} m b \csc^4 \theta \cdot \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} M b \cot^2 \theta \csc^2 \theta \cdot \dot{\theta}^2 = 0$$

$$\Rightarrow 2mg\left(\frac{l}{5}\right) + 2Mg\left(-\frac{l}{5}\right) + mb \csc^4 \theta \cdot \dot{\theta}^2 + M b \cot^2 \theta \csc^2 \theta \cdot \dot{\theta}^2 = 0$$

$$\Rightarrow \frac{2lg(m-M)}{5} + b \csc^2 \theta \cdot \dot{\theta}^2 (m \csc^2 \theta + M \cot^2 \theta) = 0$$

$$\Rightarrow \dot{\theta}^2 = \frac{-2lg(m-M)}{5b \csc^2 \theta (m \csc^2 \theta + M \cot^2 \theta)} ; \cot^2 \theta = \frac{(h-\frac{l}{5})^2}{b^2} \quad y \quad \csc^2 \theta = \frac{l^2}{b^2} = \frac{b^2 + (h-\frac{l}{5})^2}{b^2}$$

$$= \frac{2lg(M-m)}{\frac{5b^2 \left[b^2 + (h-\frac{l}{5})^2 \right]}{b^2} \left[m \left[\frac{b^2 + (h-\frac{l}{5})^2}{b^2} \right] + M \left(\frac{h-\frac{l}{5}}{b} \right)^2 \right]}$$

$$= \frac{5 \left[b^2 + (h-\frac{l}{5})^2 \right] \left\{ m \left[\frac{b^2 + (h-\frac{l}{5})^2}{b^2} \right] + M \left(\frac{h-\frac{l}{5}}{b} \right)^2 \right\}}{5 \left[b^2 + (h-\frac{l}{5})^2 \right]}$$

Problema 7. (Taylor 4.26)

4.26★ A mass m is in a uniform gravitational field, which exerts the usual force $F = mg$ vertically down, but with g varying with time, $g = g(t)$. Choosing axes with y measured vertically up and defining $U = mgy$ as usual, show that $\mathbf{F} = -\nabla U$ as usual, but, by differentiating $E = \frac{1}{2}mv^2 + U$ with respect to t , show that E is not conserved.

$$U(y, t) = - \oint_y \vec{F}(y, t) \cdot d\vec{y} = - \int_0^y -mg(t) dy = +mg(t)y \Rightarrow \vec{F}(y, t) = - \frac{\partial U}{\partial y}$$

$$E = \frac{1}{2}m\dot{y}^2 + mg(t)y \Rightarrow \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2}m2\dot{y}\ddot{y} + m \left[\frac{dg(t)}{dt} y + g(t)\dot{y} \right]$$

$$\Rightarrow \frac{dE}{dt} = m(\dot{y} + g(t))\ddot{y} + m \frac{dg(t)}{dt} y \Rightarrow \frac{dE}{dt} = m \frac{dg(t)}{dt} y = \frac{\partial U}{\partial t}$$

Problema 8. (Thornton 2.52)

- 2-52.** A particle of mass m moving in one dimension has potential energy $U(x) = U_0[2(x/a)^2 - (x/a)^4]$, where U_0 and a are positive constants. (a) Find the force $F(x)$, which acts on the particle. (b) Sketch $U(x)$. Find the positions of stable and unstable equilibrium. (c) What is the angular frequency ω of oscillations about the point of stable equilibrium? (d) What is the minimum speed the particle must have at the origin to escape to infinity? (e) At $t = 0$ the particle is at the origin and its velocity is positive and equal in magnitude to the escape speed of part (d). Find $x(t)$ and sketch the result.

Problema 9.

Un resorte liviano de longitud natural a se coloca sobre un piso horizontal en posición vertical. Cuando un bloque de masa M descansa en equilibrio sobre el resorte, la compresión del resorte es $a/15$. El bloque ahora se levanta a una altura de $3a/2$ sobre el piso y se suelta desde el reposo. Encuentre la compresión del resorte cuando el bloque se detiene por primera vez.

$$E=0 \text{ con } X_0 = a(1 - \frac{1}{15})$$

$$\Rightarrow U_{\text{alto}} = \frac{1}{2}k\left(\frac{3a}{2} - a(1 - \frac{1}{15})\right)^2 + mg\left(\frac{3a}{2} - a(1 - \frac{1}{15})\right) = \frac{1}{2}ka^2 \frac{289}{900} + mga \frac{17}{30}$$

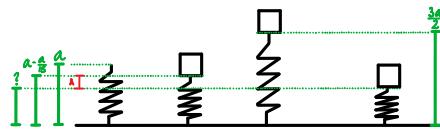
$$y \quad U_{\text{bajo}} = \frac{1}{2}k\left(X - a(1 - \frac{1}{15})\right)^2 + mg\left(X - a(1 - \frac{1}{15})\right) \Rightarrow U_{\text{alto}} = U_{\text{bajo}} \quad ; \quad A = X - a(1 - \frac{1}{15})$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2}ka^2 \frac{289}{900} + mga \frac{17}{30} = \frac{1}{2}kA^2 + mgA \Rightarrow \frac{1}{2}kA^2 + mgA - \frac{1}{2}ka^2 \frac{289}{900} - mga \frac{17}{30} = 0$$

$$\Rightarrow A = \frac{-mg \pm \sqrt{m^2g^2 - 4 \cdot \frac{1}{2}k \cdot \frac{(289ka^2 + 1020mga)}{1800}}}{2 \cdot \frac{1}{2}k} = \frac{-mg \pm \sqrt{m^2g^2 + 2k \left(\frac{289ka^2 + 1020mga}{1800} \right)}}{k}$$

La solución buscada es la negativa porque se quiere el resorte comprimido

$$X - a(1 - \frac{1}{15}) = \frac{-mg - \sqrt{m^2g^2 + 2k \left(\frac{289ka^2 + 1020mga}{1800} \right)}}{k}$$



Problema 10.

Una partícula de masa $m = 1.0 \text{ kg}$ se mueve en un campo de fuerza dado por $\vec{F} = [(3t^2 - 4t)\hat{x} + (12t - 6)\hat{y} + (6t - 12t^2)\hat{z}] \text{ N}$. La velocidad en $t = 1.0 \text{ s}$ es $(4\hat{x} - 5\hat{y} + 10\hat{z}) \text{ m/s}$ y en $t = 0$ pasa por el origen.

- Encontrar el cambio de momentum de la partícula desde el tiempo $t = 1.0 \text{ s}$ a 2.0 s .
- ¿Cuál es la velocidad en $t = 2.0 \text{ s}$?
- Determine el torque en $t = 2.0 \text{ s}$, con respecto al origen del sistema de referencia.
- Con respecto al origen, también determine el momentum angular en $t = 2.0 \text{ s}$.

$$a) \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \Rightarrow \int_1^2 (3t^2 - 4t)\hat{x} + (12t - 6)\hat{y} + (6t - 12t^2)\hat{z} dt = \int_{\vec{p}_1}^{\vec{p}_2} d\vec{p} \Rightarrow \Delta\vec{p} = (t^3 - 2t^2)\hat{x} + 6t^2\hat{y} + (3t^2 - 4t^3)\hat{z} \Big|_1^2 \\ = (1\hat{x} + 12\hat{y} - 19\hat{z}) \text{ kg m/s} //$$

b) Primera forma

$$\vec{p}(t=2) = \Delta\vec{p} + \vec{p}(t=1) = (1\hat{x} + 12\hat{y} - 19\hat{z}) \text{ kg m/s} + 1\text{kg} \cdot (4\hat{x} - 5\hat{y} + 10\hat{z}) = (5\hat{x} + 7\hat{y} - 9\hat{z}) \text{ kg m/s} \\ \Rightarrow \vec{v}(t=2) = \frac{\vec{p}(t=2)}{m} = (5\hat{x} + 7\hat{y} - 9\hat{z}) \text{ m/s} //$$

Segunda forma

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\vec{F}}{m} = (3t^2 - 4t)\hat{x} + (12t - 6)\hat{y} + (6t - 12t^2)\hat{z} \Rightarrow \int \vec{v} \, d\vec{v} = \int (3t^2 - 4t)\hat{x} + (12t - 6)\hat{y} + (6t - 12t^2)\hat{z} \, dt \\ \Rightarrow \vec{v} - (4\hat{x} - 5\hat{y} + 10\hat{z}) = (t^3 - 2t^2)\hat{x} + (6t^2 - 6t)\hat{y} + (3t^2 - 4t^3)\hat{z} \Big|_1^2 = (t^3 - 2t^2)\hat{x} + (6t^2 - 6t)\hat{y} + (3t^2 - 4t^3)\hat{z} - (-1\hat{x} + 0\hat{y} - 1\hat{z}) \\ \Rightarrow \vec{v} = (t^3 - 2t^2)\hat{x} + (6t^2 - 6t)\hat{y} + (3t^2 - 4t^3)\hat{z} + (4\hat{x} - 5\hat{y} + 10\hat{z}) - (-1\hat{x} + 0\hat{y} - 1\hat{z}) \\ \Rightarrow \vec{v} = (t^3 - 2t^2 + 5)\hat{x} + (6t^2 - 6t - 5)\hat{y} + (3t^2 - 4t^3 + 11)\hat{z} \leftarrow \text{Multiplico por } m \text{ y se convierte en vector de momento} \\ \Rightarrow \vec{v}(t=2) = 5\hat{x} + 7\hat{y} - 9\hat{z} //$$

c) Se necesita un vector que conecte el origen con la posición

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = (t^3 - 2t^2 + 5)\hat{x} + (6t^2 - 6t - 5)\hat{y} + (3t^2 - 4t^3 + 11)\hat{z} \Rightarrow \int \vec{r} \, d\vec{r} = \int_0^t (t^3 - 2t^2 + 5)\hat{x} + (6t^2 - 6t - 5)\hat{y} + (3t^2 - 4t^3 + 11)\hat{z} \, dt \\ \Rightarrow \vec{r} = \left(\frac{t^4}{4} - \frac{2t^3}{3} + 5t \right) \hat{x} + (2t^3 - 3t^2 - 5t) \hat{y} + (t^3 - t^4 + 11t) \hat{z}$$

$$\text{Torque respecto al origen: } \vec{N}_o = \vec{r} \times \vec{F} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ \left(\frac{t^4}{4} - \frac{2t^3}{3} + 5t\right) & \left(2t^3 - 3t^2 - 5t\right) & \left(t^3 - t^2 + \frac{1}{2}t\right) \\ (3t^2 - 4t) & (12t - 6) & (6t - 12t^2) \end{vmatrix}$$

$$\Rightarrow \vec{N}_o = [(2t^3 - 3t^2 - 5t) \cdot (6t - 12t^2) - (t^3 - t^2 + \frac{1}{2}t) \cdot (12t - 6)] \hat{i} + \dots$$

$$\dots - \left[\left(\frac{t^4}{4} - \frac{2t^3}{3} + 5t \right) \cdot (6t - 12t^2) - (t^3 - t^2 + \frac{1}{2}t) \cdot (3t^2 - 4t) \right] \hat{j} + \dots$$

$$\dots + \left[\left(\frac{t^4}{4} - \frac{2t^3}{3} + 5t \right) \cdot (12t - 6) - (2t^3 - 3t^2 - 5t) \cdot (3t^2 - 4t) \right] \hat{k}$$

$$\Rightarrow \vec{N}_o(t=2) = (-36 \hat{i} - 368 \hat{j} + 180 \hat{k}) \text{ Nm} //$$

$$\text{d) Momento angular: } \vec{L}_o(t=2) = \vec{r} \times \vec{p} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ \frac{26}{3} & -6 & +\frac{14}{3} \\ 5 & 7 & -9 \end{vmatrix} = \left(-44 \hat{i} + \frac{148}{3} \hat{j} + 272 \hat{k} \right) \text{ km s}^2 //$$

Problemas mixtos 1

Problema 1. (Valor: 25 pts.)

Un bote de masa m , se mueve en un lago, con una posición $x(0) = 0$ y una rapidez inicial $v(0) = v_0$. Asociado a la fuerza de fricción del bote con el agua y el viento, experimenta una fuerza de fricción, cuya magnitud está dada por:

$$|\vec{F}| = F_0 \left(\frac{v}{v_0}\right)^2,$$

donde F_0 es una constante positiva. Considere que el motor no está encendido.

- ¿Cuál es la aceleración del bote?
- Encuentre la posición del bote con respecto al tiempo.
- Determine el tiempo y la posición donde la velocidad se reduce a la mitad de la velocidad inicial.
- ¿Cuándo se detiene el bote?

$$a) \sum \vec{F} = -\vec{F}_x = ma_x \Rightarrow -F_0 \left(\frac{v}{v_0}\right)^2 = m \frac{dv}{dt} \Rightarrow -\frac{F_0 v^2}{m v_0^2} = \frac{dv}{dt} = a //$$

$$b) -\frac{F_0 v^2}{m v_0^2} = \frac{dv}{dt} \Rightarrow \int_0^t -\frac{F_0}{m v_0^2} dt = \int_{v_0}^v \frac{1}{v^2} dv \Rightarrow -v^{-1} \Big|_{v_0}^v = \frac{-F_0}{m v_0^2} t \Rightarrow \frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} = \frac{F_0}{m v_0^2} t \Rightarrow \frac{1}{v} = \frac{1}{v_0} + \frac{F_0}{m v_0^2} t = \frac{m v_0 + F_0 t}{m v_0^2}$$

$$\Rightarrow v = \frac{m v_0^2}{m v_0 + F_0 t} = \frac{dx}{dt} \Rightarrow \int_0^x dx = \int_0^t \frac{m v_0^2}{m v_0 + F_0 t} dt$$

$$\Rightarrow x = \frac{m v_0^2}{F_0} \ln \left(\frac{m v_0 + F_0 t}{m v_0} \right) //$$

$$\int_0^t \frac{m v_0^2}{m v_0 + F_0 t} dt ; u = m v_0 + F_0 t \Rightarrow du = F_0 dt$$

$$\Rightarrow \int_{m v_0}^{m v_0 + F_0 t} \frac{m v_0^2}{F_0 u} du = \frac{m v_0^2}{F_0} \ln \left(\frac{m v_0 + F_0 t}{m v_0} \right)$$

$$c) v = \frac{v_0}{2} \Rightarrow \frac{v_0}{2} = \frac{m v_0^2}{m v_0 + F_0 t} \Rightarrow \cancel{\frac{v_0}{2}} (m v_0 + F_0 t) = m v_0^2 \Rightarrow m v_0 + F_0 t = 2 m v_0 \Rightarrow F_0 t = m v_0 \Rightarrow t = \frac{m v_0}{F_0}$$

$$\text{Tiempo en que } v = \frac{v_0}{2} : t_{\frac{v_0}{2}} = \frac{m v_0}{F_0} // \Rightarrow x_{\frac{v_0}{2}} = \frac{m v_0^2}{F_0} \ln \left(\frac{m v_0 + \cancel{\frac{m v_0}{F_0}}}{m v_0} \right) = \frac{m v_0^2}{F_0} \ln \left(\frac{2 m v_0}{m v_0} \right) = \frac{m v_0^2}{F_0} \ln(2)$$

$$\Rightarrow x_{\frac{v_0}{2}} = \frac{m v_0^2}{F_0} \ln(2) //$$

$$d) v = 0 \Rightarrow \frac{m v_0^2}{m v_0 + F_0 t} = 0 \Rightarrow t = +\infty$$

Problema 2. (Valor: 25 pts.)

Una partícula de masa m , se mueve en una dimensión. Sobre la partícula actúa una fuerza, relacionada con una energía potencial:

$$U(x) = -A + a(x - x_1)^2 - b(x - x_1)^3,$$

donde A , a y x_1 son constantes positivas. En la Figura 1 se muestra la forma cómo varía esta energía con respecto a la posición x .

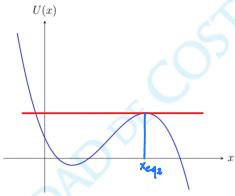


Figura 1: Energía potencial para el problema 2.

- Determine la fuerza que experimenta la partícula.
- Encuentre la posición de los puntos de equilibrio e indique qué tipo de equilibrio en cada punto, justificando su respuesta.
- La velocidad cuando pasa por $x = 0$ es $v_0 > 0$. Si la partícula se mueve en la dirección positiva, determine la velocidad crítica, que mantiene la partícula confinada cerca del origen.

a) Una fuerza conservativa en una dimensión: $F = -\frac{dU}{dx}$

$$\Rightarrow \frac{dU}{dx} = 2a(x - x_1) - 3b(x - x_1)^2 \Rightarrow F = 3b(x - x_1)^2 - 2a(x - x_1)$$

b) Puntos de equilibrio: $\frac{dU}{dx} = 0 \Rightarrow 2a(x - x_1) - 3b(x - x_1)^2 = 0 \Rightarrow [2a - 3b(x - x_1)](x - x_1) = 0$

$$\Rightarrow x - x_1 = 0 \quad \text{y} \quad 2a - 3b(x - x_1) = 0 \Rightarrow x_{eq1} = x_1 \quad \text{y} \quad x_{eq2} = x_1 + \frac{2a}{3b}$$

Clasificación: $\frac{d^2U}{dx^2} \Big|_{x=x_{eq}} \Rightarrow \frac{d^2U}{dx^2} = 2a - 6b(x - x_1)$

$$\Rightarrow \frac{d^2U}{dx^2} \Big|_{x=x_{eq1}} = 2a - 6b(x - x_1) = 2a \Rightarrow x_{eq1} \text{ es un punto de equilibrio estable}$$

$$\Rightarrow \frac{d^2U}{dx^2} \Big|_{x=x_{eq2}} = 2a - 6b(x - x_1) = 2a - 6b\left(\cancel{x_1} + \frac{2a}{3b} - \cancel{x_1}\right) = 2a - 2 \cdot 2a = -2a \Rightarrow x_{eq2} \text{ es un punto de equilibrio inestable}$$

c) La mayor energía que puede poseer la partícula es $E \leq U(x_{eq})$ $U = -A + a(x - x_1)^2 + 3b(x - x_1)^3$

$$\Rightarrow U(x_{eq}) = -A + a\left(\cancel{x_1} + \frac{2a}{3b} - \cancel{x_1}\right)^2 + 3b\left(\cancel{x_1} + \frac{2a}{3b} - \cancel{x_1}\right)^3 = -A + \frac{4a^3}{9b^2} + \frac{8a^3}{9b^2} = -A + \frac{4a^3}{3b^2} \quad \text{y} \quad U(x_{eq}) = -A$$

$$E = T + U_{eq} = U_{eq2} \Rightarrow \frac{1}{2}mv_0^2 - A = -A + \frac{4a^3}{3b^2} \Rightarrow v_0 = \sqrt{\frac{8a^3}{3b^2m}}$$

Problema 3. (Valor: 25 pts.)

Un oscilador subamortiguado tiene una frecuencia angular natural $3\pi/2$ rad/s. Este oscilador es tal que la amplitud disminuye un 25% al transcurrir un período de tiempo.

- a. Determine el período de oscilación.
- b. Encuentre el parámetro de amortiguamiento.
- c. ¿Cuál es la disminución de la amplitud, con respecto a la amplitud inicial, después de haber pasado 2 períodos de tiempo?
- d. Determine el cambio de energía del sistema, con respecto a la energía en $t = 0$, al transcurrir un período de tiempo.

Nota: Se puede suponer el ángulo de desfase como cero. Además se puede considerar que el oscilador se relaciona con una masa m y un resorte de constante de elasticidad k .

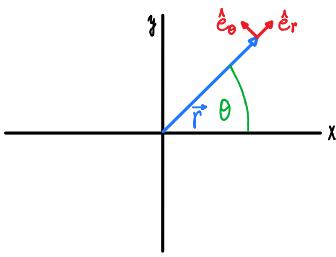
Problema 4. (Valor: 25 pts.)

Un insecto se mueve en una trayectoria en dos dimensiones, descrito por:

$$r = \frac{bt}{\tau^2}(2\tau - t), \quad \theta = \frac{t}{\tau},$$

donde $0 \leq t \leq 2\tau$, b y τ son constantes positivas.

- a. Calcule, para cualquier trayectoria descrita en coordenadas polares, los vectores \hat{e}_r y $\dot{\theta}$.
- b. Determine para cualquier trayectoria descrita en coordenadas polares, la velocidad y la aceleración de una partícula.
- c. A partir de este resultado, encuentre la velocidad y aceleración del insecto.
- d. Encuentre el tiempo cuando la aceleración tangencial del insecto es nula.
- e. Para este tiempo, determine la posición, velocidad y aceleración del insecto.



a) Primero se plantean los vectores unitarios polares: $\hat{e}_r = \cos\theta \hat{i} + \sin\theta \hat{j}$ y $\hat{e}_\theta = -\sin\theta \hat{i} + \cos\theta \hat{j}$

$$\text{Para } \hat{e}_r, \text{ hay que hallar } \frac{d\hat{e}_r}{dt} = \frac{d\hat{e}_r}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta}(-\sin\theta \hat{i} + \cos\theta \hat{j}) = \dot{\theta} \hat{e}_\theta$$

$$\text{Para } \hat{e}_\theta, \text{ hay que hallar } \frac{d\hat{e}_\theta}{dt} = \frac{d\hat{e}_\theta}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta}(-\cos\theta \hat{i} - \sin\theta \hat{j}) = -\dot{\theta} \hat{e}_r$$

$$\Rightarrow \dot{\hat{e}}_r = \dot{\theta} \hat{e}_\theta \quad \text{y} \quad \dot{\hat{e}}_\theta = -\dot{\theta} \hat{e}_r //$$

b) Posición en coordenadas polares: $\vec{r} = r \hat{e}_r$

$$\text{Velocidad: } \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{r} \hat{e}_r + r \dot{\hat{e}}_r = \dot{r} \hat{e}_r + r \dot{\theta} \hat{e}_\theta \Rightarrow \vec{v} = \dot{r} \hat{e}_r + r \dot{\theta} \hat{e}_\theta //$$

$$\text{Aceleración: } \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \ddot{r} \hat{e}_r + \dot{r} \dot{\hat{e}}_r + \dot{r} \dot{\theta} \hat{e}_\theta + r \ddot{\theta} \hat{e}_\theta + r \dot{\theta} \dot{\hat{e}}_r = \ddot{r} \hat{e}_r + \dot{r} \dot{\theta} \hat{e}_\theta + \dot{r} \dot{\theta} \hat{e}_\theta + r \ddot{\theta} \hat{e}_\theta - r \dot{\theta} \dot{\hat{e}}_r$$

$$\Rightarrow \vec{a} = (\ddot{r} - r \dot{\theta}^2) \hat{e}_r + (r \ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}) \hat{e}_\theta //$$

$$c) \quad \dot{r} = \frac{b}{\tau^2}(2\tau - t) - \frac{bt}{\tau^2} = \frac{2b}{\tau} - \frac{2bt}{\tau^2} \quad ; \quad \ddot{r} = -\frac{2b}{\tau^2}; \quad \dot{\theta} = \frac{1}{\tau} \quad y \quad \ddot{\theta} = 0$$

$$\Rightarrow \vec{v}_{\text{res}} = \left(\frac{2b}{\tau} - \frac{2bt}{\tau^2} \right) \hat{e}_r + \frac{bt}{\tau^2} \left(2\tau - t \right) \frac{1}{\tau} \hat{e}_\theta = \left(\frac{2b}{\tau} - \frac{2bt}{\tau^2} \right) \hat{e}_r + \frac{bt}{\tau^3} (2\tau - t) \hat{e}_\theta$$

$$\Rightarrow \vec{a}_{\text{res}} = \left[-\frac{2b}{\tau^2} - \frac{bt}{\tau^2} (2\tau - t) \frac{1}{\tau^2} \right] \hat{e}_r + \left[\frac{bt}{\tau^2} (2\tau - t) \overset{\theta}{0} + 2 \left(\frac{2b}{\tau} - \frac{2bt}{\tau^2} \right) \frac{1}{\tau} \right] \hat{e}_\theta$$

$$= \left[-\frac{2b}{\tau^2} - \frac{bt}{\tau^4} (2\tau - t) \right] \hat{e}_r + \frac{2}{\tau} \left(\frac{2b}{\tau} - \frac{2bt}{\tau^2} \right) \hat{e}_\theta$$

Continua....

$$d) \quad a_\theta = \frac{2}{\tau} \left(\frac{2b}{\tau} - 2 \frac{b\tau}{\tau^2} \right), \text{ buscando } a_\theta = 0$$

$$\Rightarrow \frac{2}{\tau} \left(\frac{2b}{\tau} - 2 \frac{b\tau}{\tau^2} \right) = 0 \Rightarrow \frac{2b}{\tau} - 2 \frac{b\tau}{\tau^2} = 0 \Rightarrow \cancel{\frac{2b}{\tau}} = \cancel{\frac{2b\tau}{\tau^2}} \Rightarrow \tau = \tau //$$

$$e) \quad \vec{r}_{\text{ins}}(t = \tau) = \frac{b\tau}{\tau^2} (2\tau - \tau) \hat{e}_r = \frac{b}{\tau} (\tau) \hat{e}_r = b \hat{e}_r //$$

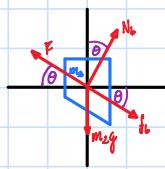
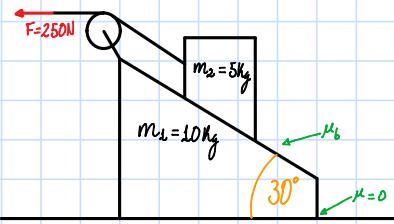
$$\vec{v}_{\text{ins}}(t = \tau) = \left(\cancel{\frac{2b}{\tau}} - 2 \cancel{\frac{b\tau}{\tau^2}} \right) \hat{e}_r + \frac{b}{\tau} (2\tau - \tau) \hat{e}_\theta = 0 \hat{e}_r + \frac{b}{\tau} \hat{e}_\theta = \frac{b}{\tau} \hat{e}_\theta //$$

$$\vec{a}_{\text{ins}}(t = \tau) = \left[-\frac{2b}{\tau^2} - \frac{b}{\tau} (2\tau - \tau) \right] \hat{e}_r + \frac{2}{\tau} \left(\cancel{\frac{2b}{\tau}} - 2 \cancel{\frac{b\tau}{\tau^2}} \right) \hat{e}_\theta = -\frac{3b}{\tau^2} \hat{e}_r + 0 \hat{e}_\theta = -\frac{3b}{\tau^2} \hat{e}_r //$$

a) Encuentre μ_b tal que los cuerpos se muevan juntos

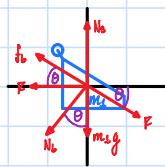
b) Tome la mitad del resultado anterior y calcule la aceleración de ambas masas y la aceleración de m_2 sobre m_1

Considera la polea sin masa y luego con masa $m_p = 2\text{kg}$ y $R = 0,5\text{m}$



$$\sum F_{xy} = N_b \cos \theta + f_b \sin \theta - m_2 g - f_b \cos \theta = m_2 a_{zy}$$

$$\sum F_{zx} = N_b \sin \theta + f_b \cos \theta - F \cos \theta = m_2 a_{zx}$$



$$\sum F_{xy} = N_b - m_1 g + f_b \sin \theta - F \sin \theta - N_b \cos \theta = m_1 a_{zy}$$

$$\sum F_{zx} = F \cos \theta - F - f_b \cos \theta - N_b \sin \theta = m_1 a_{zx}$$

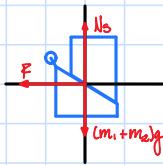
$$\vec{a}_{iz} = \vec{a}_{i1} + \vec{a}_{i2} = (a_{ix} + a_{izx})\hat{i} + a_{izy}\hat{j}$$

la rueda no se mueve en el eje y: $a_{iy} = 0$

a) Como los bloques se mueven juntos, como un solo objeto: $\Rightarrow a_{ix} = a_{iz} \wedge a_{izy} = 0 = a_{iy} ; f = \mu N$

$$\left\{ \begin{array}{l} N_b \cos \theta + f_b \sin \theta - m_2 g - f_b \cos \theta = m_2 a_{zy} \\ N_b \sin \theta + f_b \cos \theta - F \cos \theta = m_2 a_{zx} \\ N_b - m_1 g + f_b \sin \theta - F \sin \theta - N_b \cos \theta = 0 \\ F \cos \theta - F - f_b \cos \theta - N_b \sin \theta = m_1 a_{zx} \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} N_b \cos \theta + f_b \sin \theta - m_2 g - \mu N_b \sin \theta = 0 \\ N_b \sin \theta + \mu N_b \cos \theta - F \cos \theta = m_2 a_{zx} \\ N_b - m_1 g + \mu N_b \sin \theta - F \sin \theta - N_b \cos \theta = 0 \\ F \cos \theta - F - \mu N_b \cos \theta - N_b \sin \theta = m_1 a_{zx} \end{array} \right.$$



$$\sum F_y = N_b - (m_1 + m_2)g = (m_1 + m_2)a_{iy} \Rightarrow N_b = (m_1 + m_2)g$$

$$\sum F_x = -F = (m_1 + m_2)a_{ix} \Rightarrow a_{ix} = -\frac{F}{m_1 + m_2}$$

Aplicando esta consideración al sistema de ecuaciones

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} N_b \cos \theta + f_b \sin \theta - m_2 g - \mu N_b \sin \theta = 0 \\ N_b \sin \theta + \mu N_b \cos \theta - F \cos \theta = -\frac{m_2 F}{m_1 + m_2} \\ (m_1 + m_2)g - m_1 g + \mu N_b \sin \theta - F \sin \theta - N_b \cos \theta = 0 \\ F \cos \theta - F - \mu N_b \cos \theta - N_b \sin \theta = -\frac{m_1 F}{m_1 + m_2} \end{array} \right.$$

Continua

SECTION 4

Sistemas de partículas

Para trabajar con sistemas de partículas es necesario realizar ciertas suposiciones respecto a las fuerzas internas al sistema de partículas.

- Para dos partículas α y β se cumple: $\vec{f}_{\alpha\beta} = -\vec{f}_{\beta\alpha}$.
- Los vectores fuerza están sobre la línea que une a ambas partículas.

Estas dos suposiciones se pueden resumir al aceptar trabajar con el **Enunciado Fuerte de la Tercera Ley de Newton** (Figura 1). De acuerdo a esto, se procederá a construir las expresiones para sistemas de partículas para los conceptos conocidos en la sección anterior.

Definition 20

(Centro de masa) Corresponde a un punto del espacio en que se encuentra el sistema de partículas (discreto o continuo) en el cual es posible colapsar toda la masa del sistema, de modo que una fuerza arbitraria que interactue con alguna partícula del sistema se podrá transportar a dicho punto para conocer la mecánica del sistema (Figura 6). El centro de masa se define a partir de un promedio ponderado de toda la masa del sistema visto a continuación:

$$\vec{r}_{CM} = \frac{1}{M} \sum_{\alpha=1}^N m_\alpha \vec{r}_\alpha \rightarrow \vec{r}_{CM} = \frac{1}{M} \int_M \vec{r} dm \quad (4.1)$$

$$M = \sum_{\alpha=1}^N m_\alpha \rightarrow M = \int_M \rho dV \quad (4.2)$$

Definition 21

(Momentum Lineal del Sistema) gggg

Theorem 6

(Teorema de Ejes paralelos)

$$I_{q'} = I_q^{cm} + Md^2 \quad (4.3)$$

La demostración de este teorema tal y como se encuentra escrito aquí se le dejará al lector y se recomienda verlo como una simplificación del teorema de ejes paralelos real que se desarrollará más adelante.

SECTION 5

Sistemas no iniciales**Referencias**

- [1] John R. Taylor. *Mecánica Clásica*. Reverté, 2013.
- [2] Stephen T. Thornton and Jerry B. Marion. *Classical dynamics of particles and systems*. Brooks/Cole, 2008.
- [3] Dale A. Wells. *Schaum's outline of theory and Problems of Lagrangian dynamics: With a treatment of Euler's equations of motion, Hamilton's equations and Hamilton's principles*. McGraw-Hill, 1967.

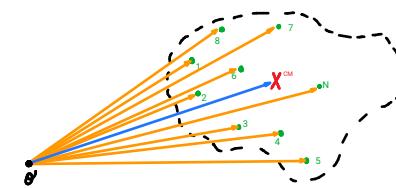


Figura 6. Un sistema arbitrario con su respectivo centro de masa

- [4] Herbert Goldstein, Charles Poole, and John Safko. *Classical mechanics*. Pearson, 3 edition, 2002.
 - [5] Robert Resnick, David Halliday, and Kenneth S Krane. *Física Volumen 1*. Continental, 2001.
 - [6] Robert Resnick, David Halliday, and Kenneth S Krane. *Física, Volumen II*. Editorial Continental, 2002.
 - [7] Hugh Young and Roger Freedman. *Sears y Zemansky - Física Universitaria con Física Moderna 1*. Pearson Educación, Ciudad de México, 14th edition, 2018. ISBN 9786073244398.
 - [8] Hugh Young and Roger Freedman. *Sears y Zemansky - Física Universitaria con Física Moderna 2*. Pearson Educación, Ciudad de México, 13th edition, 2013. ISBN 9786073221900.
- [0]