

JUAN RIUS-CAMPS

NUEVA DINÁMICA
PRUEBAS EXPERIMENTALES

EDICIONES ORDIS

EDICIONES ORDIS

GRAN VIA DE CARLOS III, 59, 2º, 4ª
BARCELONA 08028
19 de Marzo de 2010

INTRODUCCIÓN

Se presentan aquí una serie de pruebas experimentales, hechas u observadas durante los años de la elaboración de la NUEVA DINÁMICA (ND) DE SISTEMAS MECÁNICOS IRREVERSIBLES. que se inicia en 1975. Algunas son ya antiguas pero su explicación sólo ha sido posible cuando quedó elaborada la teoría de esta ND, alrededor de 1995. Al mismo tiempo el aspecto físico–matemático precisaba de la observación experimental para salvar los inevitables escollos y errores.

Así el lector podrá juzgar, con mejor conocimiento de causa, tanto los hallazgos y exposiciones teóricos, como las pruebas experimentales.

Todo comenzó con un trabajo metafísico, publicado en el Anuario Filosófico ¹ de la Universidad de Navarra, en 1976, que permitió ver que la DINÁMICA CLÁSICA (DC) era no sólo insuficiente en los planteamientos relativistas, cuánticos, termodinámicos, electromagnéticos, etc.; sino también en bajas velocidades; como es el caso –por citar alguna de las pruebas–, del vuelo de los insectos, del colibrí, o el "disco de Faraday".

¹ JUAN RIUS-CAMPS, *Los Fundamentos Cosmológicos de la Mecánica y las Leyes Fundamentales de la Dinámica*. "Anuario Filosófico", Tomo IX. Universidad de Navarra. 1976.

NUEVA DINÁMICA (ND) PRUEBAS EXPERIMENTALES

Inseparablemente a la creación del marco teórico, se han realizado una serie de pruebas experimentales que lo confirman y han servido además para superar muchos e importantes escollos que de otro modo hubiera resultado muy difícil e incluso imposible. Se resumen en lo que sigue las más significativas, sin descender a detalles que forman parte de las correspondientes memorias de investigación experimental, algunas de las cuales se incluyen, más adelante, en la presente exposición.

1. *Sustentación no aerodinámica de insectos voladores.* Esta prueba se realizó por vez primera en 1977 en el laboratorio de la Facultad de Farmacia de la Universidad de Navarra, Pamplona. Se hicieron ensayos con himenópteros: *Bombus terrestris* y con dípteros: *Calliphora vomitoria*, a la presión de 13 mb correspondiente a la presión parcial de vapor de agua a 15°C . No se puede eliminar el vapor de agua utilizando una bomba de vacío distinta de una “trompa de agua”, pues entonces el insecto se deforma mucho y no puede volar. En este fluido enrarecido (98.5% de la presión atmosférica normal: 1013 mb) vuelan perfectamente durante más de un minuto, incluso en situación de “*hovering*”, sin apreciarse diferencias en su capacidad de sustentación y maniobra.

Este trabajo se registró en 1977. Después se ha repetido varias veces y por personas distintas; siempre con los mismos resultados. Al final de este capítulo se reproduce íntegro nuestro artículo en *Scientific American* (1986), en el que se describe la forma de realizar esta prueba experimental.

2. *Sistema mecánico rotativo que destruye el momento angular* que posee inicialmente respecto aun eje vertical fijo y con rozamiento despreciable, violando, por tanto, la ley de conservación del mismo. Registrado en 1984. Este sencillísimo mecanismo se compone de un disco, de masa M , giratorio según un eje vertical, en el que se ancla una varilla elástica, asimismo vertical, en cuyo extremo se fija otra masa $m < M$ que oscila con ella y gira con el disco. El sistema se detiene en pocas vueltas y

sólo queda la oscilación de la masa m en un plano vertical. El momento angular inicial respecto al eje ha desaparecido. La energía cinética inicial se ha transferido a la oscilación de m .

3. Sistema mecánico rotativo que crea o destruye momento angular partiendo del reposo inicial, o modificando el que poseía hasta alcanzar una rotación estable aumentando o disminuyendo el momento angular inicial respecto al eje vertical de giro. Este aparato está formado por un disco de masa M que puede girar respecto a su eje vertical con rozamiento despreciable; en él va montado un motor eléctrico (cuya masa forma parte de M) de eje asimismo vertical paralelo al anterior. Este motor mueve, de forma excéntrica, una masa $m < M$ mediante un brazo horizontal. La batería de alimentación de $4.5V$ está fijada también al volante (y su masa forma parte de M). Esta prueba se realizó por primera vez y se registró en 1984.

4. Motor rotativo sin cigüeñal ni bielas, basado en la transformación de la energía de un pistón, en su correspondiente cilindro, sin acudir al mecanismo de biela-manivela u otros análogos. Se han construido dos modelos distintos. Barcelona, 1989.

5. Propulsor lineal sin reacción. Está basado en que $m = m(t)$ en esta ND y en el “desacoplamiento” de fuerzas mediante disipación de energía cinética, por rozamiento, entre dos de las masas que componen el sistema (necesariamente tres o más). Se construyeron numerosos modelos, basados en las posibilidades que abre la ND, siempre con resultados negativos. En mayo de 1988 se descubrió, experimentalmente, la necesidad de disipar una parte de la energía cinética del sistema para deshacer el “acoplamiento” de las fuerzas previstas por la ND. De esta forma se lograba que la resultante en CM del sistema fuera no nula; esta posibilidad está corroborada por la teoría, pues estas fuerzas dependen de la velocidad de cada una de las masas que lo componen. Suponiendo que el propulsor lineal sin reacción (PLSR) está compuesto por tres masas m_1 , m_2 , m_3 , que interaccionan sobre la misma trayectoria recta mediante energías potenciales y cinéticas; además de las fuerzas de aceleración, previstas por la DC cuya resultante es nula, deberán presentarse, en este caso particular, las fuerzas de la ND:

$$(1/2)\sum(dm_i/dt)v_i s \quad (1)$$

siendo s un *versor* según la recta común de acción. Debido al “*acoplamiento*” esta *resultante también es nula* con lo que no se observa propulsión alguna; sin embargo, disipando energía cinética por rozamiento recíproco entre *dos de las masas*, variarán sus respectivas velocidades pero no afectará necesariamente a la velocidad de la *tercera masa* (o lo hará en proporción muy diferente), de esta forma la resultante (1) ya no será nula: se han “*desacoplado*” las fuerzas de la ND y es posible este PLSR. Con este descubrimiento fundamental se logró superar las dificultades. Desde entonces se han construido máquinas cada vez más eficientes; las últimas son muy recientes (1993) (alimentadas por baterías (3V) y pequeños motores eléctricos de alto rendimiento) alcanzan velocidades entre 15 y 40 m/min. sobre la *tercera masa* de disipación recíproca que completa el sistema. Se observa claramente –mediante el adecuado dispositivo que aíse el *sistema total*– que no existe reacción, es decir, se *crea momento lineal*. Los insectos voladores se propulsan y sustentan según prevé esta ND. Citamos en el siguiente apartado el estado de las investigaciones acerca del vuelo de los insectos, reseñado en un artículo nuestro del que reproducimos sus conclusiones finales.

6. Conclusiones y aplicaciones físicas de la ND:

a) El proceso expositivo lógico nos lleva a conclusiones y aplicaciones a partir de los principios y leyes teóricos establecidos; sin embargo la creatividad, la búsqueda, la síntesis, siguen el camino inverso en no pocas ocasiones. En el presente trabajo así ha sucedido, de forma que este capítulo corresponde, por lo menos en parte, a un conjunto de hechos experimentales que condujeron al análisis teórico de los principios y leyes que los rigen.

Las *leyes de conservación* de la DC dan cuenta de la mayoría de procesos corrientes, por lo menos con suficiente aproximación (por ej: el movimiento de los planetas y sus satélites) y otros factores tales como el rozamiento, la viscosidad, los regímenes turbulentos, etc., enmascaran el problema cuando debieran tomarse en consideración los efectos que se desprenden de las especulaciones teóricas precedentes. Ésta sería, en nuestra opinión, la causa de que no se hubieran formulado a su debido tiempo las *Tres leyes Fundamentales de la Dinámica* que hemos expuesto y desarrollado.

La Metafísica aristotélico-tomista, reclamaba una mejor consideración y aprecio de los aspectos cualitativos del Cosmos –de la Dinámica en particular– que sólo la afirmación de la accesibilidad y objetivabilidad de la *esencia* de las cosas, en las mismas cosas, podía suministrar. Las “metafísicas trascendentales” –que preferiría denominar pseudo-metafísicas– nos apartan del Mundo y, en consecuencia, sólo nos ayudan a profundizar en conocimientos derivados de las leyes y cualidades que ya conocemos, pero –en sentido estricto– pueden “perderse soluciones” si no tomamos en consideración algunas cualidades de la *cosa en si*, que no tienen por qué darnos, necesariamente, los modelos de la realidad basados en apriorismos inmanentistas.

b) En uno de los primeros trabajos registrados, en que se intuía esta Nueva Dinámica que presentamos aquí, llegábamos a la conclusión –por un camino totalmente heurístico y no exento de errores, por desconocimiento total entonces de la ND– de que era posible burlar las leyes de conservación del *momento angular* y de la *cantidad de movimiento* en un sistema cerrado y libre de vínculos. En la ND, como ya se ha dicho, es fácil construir sistemas que no conserven el momento angular; para la no conservación del momento lineal es preciso, como ya se ha indicado, que exista *disipación* de energía cinética por *radiación* para desacoplar las fuerzas actuantes sobre el sistema, de lo contrario su resultante es nula y no es posible esta “propulsión sin reacción”.

Esto nos sugirió la posibilidad de que en la Naturaleza existieran seres vivos cuya movilidad estuviera basada en las *Tres Leyes Fundamentales* de la ND. La respuesta más clara está, en nuestra opinión, en el vuelo de la mayoría de insectos, cuyo aleteo alcanza frecuencias muy elevadas, con un número de REYNOLDS bajísimo que prohíbe la sustentación basada en la aerodinámica conocida. En el apartado que sigue se citan algunos ejemplos y afirmaciones al respecto, entresacados de las publicaciones más recientes.

c) En el diminuto insecto *Haplothrips verbasci*, se observa que sus dos pares de “alas” no son más que barras batientes de sección aproximadamente elíptica, provistas de finísimos y muy flexibles cilios, que no pueden servir de superficie de sustentación sino que su finalidad sería –en nuestra opinión– más bien evitar la resistencia del aire al disminuir el rozamiento y facilitar el régimen laminar; la rapidísima oscilación de las alas-barra perdería eficacia al producirse turbulencias. En el apartado dedicado a “discusión e indicaciones” de uno de dichos trabajos se afirma:

“El desconocimiento de los detalles acerca del mecanismo de vuelo, a tan bajo número de REYNOLDS, indica la necesidad de extensas observaciones, durante el vuelo, para determinar el movimiento de las alas-barra y de los cilios y asimismo la necesidad de profundizar en los estudios de los detalles por medio del microscopio electrónico, y también de mediciones encaminadas a precisar las propiedades físicas del conjunto de cilios...” Otro estudio termina con las siguientes palabras: “por lo tanto, se debe concluir que se posee poca y fidedigna información acerca de las fuerzas aerodinámicas generadas en el batir de alas y que el problema se debe poner de nuevo en estudio”. Y en la publicación *Scientific American*, en un artículo dedicado a la sustentación –fuera de lo corriente– de determinados insectos, se afirma: “El aspecto más importante, (la sustentación de) esos insectos y otros voladores que yo he discutido, depende en buena parte de efectos aerodinámicos no estacionarios, hasta el presente desconocidos, que para ellos son beneficiosos y no un estorbo, como lo serían en los aeroplanos fabricados por el hombre”.

Es evidente, pues, el desconocimiento acerca del vuelo y sustentación de los insectos. Si no existe error en todo lo expuesto y en las pruebas experimentales realizadas, la explicación resulta clara y sencilla en el marco de la ND aquí presentada: volarían aún en la ausencia de atmósfera o, por lo menos, buena parte de su sustentación y maniobra se debe a las fuerzas, adicionales a las de la DC, que contempla la ND; el aire actúa fundamentalmente para posibilitar la función respiratoria.

Nota:

El presente trabajo es, como se indica en la Introducción, la segunda edición, corregida y reformada, del publicado en 1976. Los estudios más recientes, acerca del vuelo de los insectos, siguen aproximadamente en el mismo nivel de estancamiento que en 1975. Podemos indicar aquí que en mayo de 1977, con posteridad, por tanto, a este artículo, se realizaron pruebas de hacer volar insectos (Himenópteros: *Bombus terrestris* y dípteros: *Calliphora vomitoria*) en atmósfera muy enrarecida (13 mb, equivalente al 98,7 % de la presión atmosférica normal: 1013 mb). Esta experiencia se ha repetido después varias veces. Véase al respecto nuestro pequeño artículo: *El vuelo del abejorro*, en “Investigación y Ciencia”, Febrero de 1986, pág. 41. Se reproduce aquí en el siguiente apartado **d**).

En la revista “Nature”, vol. 344, 5 de Abril de 1990, aparece un interesante estudio: *Unconventional aerodynamics*, por ROLAND ENNOS, que expresa con claridad los problemas de la investigación más reciente. A modo de ilustración entresacamos algunos fragmentos: “More evidence has appeared showing that insects fly by mechanisms quite unlike those used

by aeroplanes and helicopters. ZANKER and GOTZ have measured the instantaneous forces produced by tethered *Drosophila melanogaster* flies and find that they cannot be explained by conventional aerodynamic theory. The forces are also evidence that these flies have unusual methods for producing lift... Studies over the past twenty years of the aerodynamics of insects in free flight have usually concluded that the forces resulting from a conventional lift mechanism would not be adequate to support or propel the insect, and this has been verified by the results of ZANKER and GOTZ...” y termina el artículo diciendo: “Their results have two important implications. First, it is clear that to solve the problem of how insects control their flight will be extremely difficult; even if we discover exactly how the large numbers of direct flight muscles control the fine details of wing movement, we will not be able to solve this problem until we have a better understanding of unsteady aerodynamics. Second, studies of the aerodynamics of aerofoils in unsteady motion are urgently needed. Such investigation might not only clarify how animals fly, but would help us to improve our own aerodynamic designs; insects and birds are, after all, far more manoeuvrable than helicopters and aeroplanes.”

d) *El vuelo del abejorro.* Artículo publicado en “Investigación y Ciencia”, Febrero de 1986. Transcribimos a continuación este trabajo completo con la correspondiente ilustración (ver Fig. 3):

SIKORSKY, famoso diseñador aeronáutico, había mandado colocar el siguiente rótulo en el vestíbulo de su oficina técnica: “el abejorro, según los cálculos de nuestros ingenieros, no puede volar en absoluto, pero el abejorro no lo sabe y vuela”. Son bastantes los estudios acerca del vuelo de muchos insectos y todos tropiezan con enormes dificultades cuando tratan de explicar los mecanismos de sustentación a través de la dinámica de fluidos estacionarios. Veamos algunos ejemplos:

TORKEL WEIS-FOGH escribía hace once años (en 1975) en *Scientific American* que “el aspecto más importante (la sustentación) de esos insectos y otros voladores dependía en buena parte de efectos aerodinámicos no estacionarios, hasta el presente desconocidos, que para ellos son beneficiosos y no un estorbo como lo serían en los aeroplanos fabricados por el hombre”. En otro trabajo sobre el *Haplothrips verbasci*, ARNOLD M. KUETHE se expresaba en términos parecidos: “El desconocimiento de los detalles acerca del mecanismo de vuelo, a tan bajo número de REYNOLDS, indica la necesidad de extensas observaciones durante el vuelo para determinar el movimiento de las alas-barra y de los cilios y, asimismo, la necesidad de profundizar en el estudio de los detalles

por medio del microscopio electrónico, y también de mediciones encaminadas a precisar las propiedades del conjunto de cilios...”Podríamos añadir numerosísimos testimonios más. El lector encontrará un claro planteamiento del problema en el artículo que JOEL G. KINGSOLVER publicó en estas mismas páginas sobre la ingeniería de la mariposa (Octubre de 1985). Entre otras cosas describía las dificultades halladas en el complejo vuelo de los insectos, muchas de ellas insalvables, recurriéndose de nuevo a las hipótesis de TORHEL WEIS-FOGH.

He venido investigando, desde hace años, empírica y teóricamente, en un nuevo planteamiento de la dinámica del que la clásica sería un capítulo restringido. Entre otras cosas nos abre la posibilidad de que exista propulsión y sustentación incluso en ausencia de atmósfera. En efecto, ¿Cómo explicar, desde el punto de vista dinámico, el vuelo de los insectos?. Evidentemente no es razonable en el marco de la dinámica newtoniana en el que la conservación del momento lineal, en un sistema aislado, prohíbe este tipo de sustentación y propulsión.

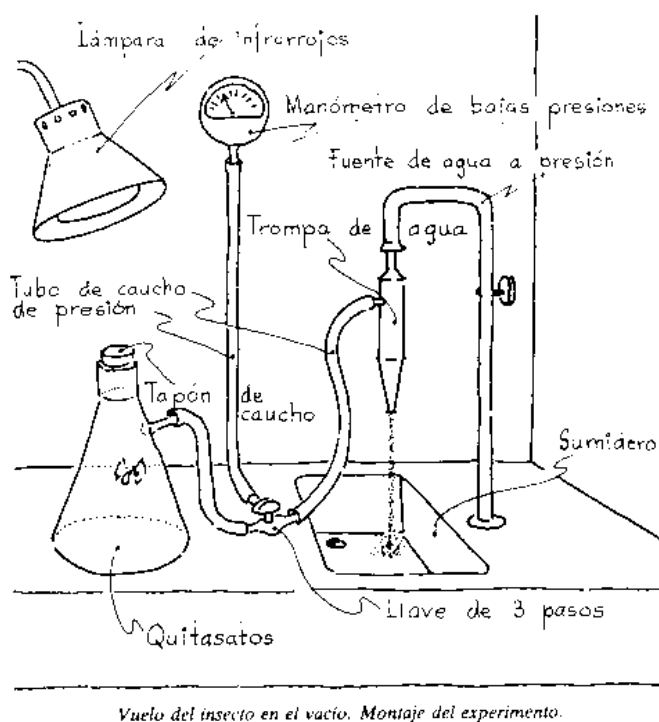


Fig. 3

En el campo de la cosmología se detectaron, ya hace muchos años, las insuficiencias teóricas de la mecánica newtoniana en sus axiomas de

partida. Así, el “Primer Principio” afirma que un punto material (o un sistema) aislado describe una trayectoria recta con velocidad constante; pero el movimiento debe estar referido a unos ejes coordenados inerciales, que son externos al punto material (o sistema) considerado, con lo que el aislamiento que se postula queda en entredicho, pues nos conduce a la afirmación contradictoria de que un sistema aislado goza de la propiedad de no estar aislado. Este es “el punto más débil del soberbio edificio de la mecánica newtoniana” (P. HOENEN, 1948). Es necesario corregir este primer principio afirmando que no existen sistemas inercialmente aislados.

Con este nuevo punto de partida, unido al axioma de la conservación de la energía, se inicia la elaboración de esta nueva dinámica comenzando por el caso más sencillo en que la energía potencial es conservativa, para generalizarlo, en un segundo paso, al caso no conservativo. Nos conduce al sorprendente resultado de que, además de las fuerzas de inercia newtonianas, en las que sólo intervienen las aceleraciones de las partículas y sus respectivas masas, existen otras fuerzas de inercia –hasta ahora desconocidas– en las que intervienen, además, las velocidades de las partículas, cuya masa puede comportarse como no constante en el caso no conservativo. Estas fuerzas resultan ser isomórficas con la “fuerza de LORENTZ” del electromagnetismo, cuyo origen es puramente empírico.

En el caso conservativo, la partícula queda afectada tan sólo de una fuerza adicional a las clásicas: *fuerza de arrastre* la hemos llamado, que se superpone a la newtoniana y es normal a la trayectoria; goza de la cualidad de cambiar de signo cuando el punto material invierte el sentido de su movimiento sobre la trayectoria. Tenemos un ejemplo en el cometa HALLEY, que podría presentar asimetría a su paso por el perihelio, es decir, el arco de entrada puede no ser idéntico al de salida.

Vayamos a la observación empírica. Nos servirá de banco de prueba el abejorro, *Bombus terrestris*. El utillaje con el que contemplé la sustentación “anormal” del insecto en el vacío, constaba de una bomba de vacío, un recipiente de cristal, una válvula de tres vías y un manómetro de precisión (*véase la ilustración adjunta*). La bomba de vacío debe ser de las conocidas con el nombre de “trompas de agua”, empleadas para filtrado en los laboratorios de química. No debe emplearse ningún otro tipo de bomba por una razón muy simple: es del todo necesario mantener la presión parcial de vapor de agua a la temperatura ambiente, con el fin de que el insecto no se hinche ni se deforme, como ocurriría si usáramos otro tipo de bomba aunque el vacío que se consiga sea más elevado. Además, gracias a su rapidez y eficacia, el insecto mantiene sus posibilidades de acción en el vacío durante uno o dos minutos como máximo. A la temperatura

ambiente de *15 grados* CELSIUS, se consigue un vacío de *10 tor (13 milibares)* que frente al valor normal de la presión atmosférica (*1013 milibares*) supone un vacío del *98,7 %*.

Como recipiente de cristal transparente, donde colocar el insecto, es muy adecuado un “quitasatos” de *1000 centímetros cúbicos*, con un cerramiento hermético de caucho y una salida lateral donde enchufar el tubo de presión, también de caucho, para hacer el vacío en el momento oportuno. No interesan recipientes mayores que el indicado, con el fin de minimizar el tiempo de vaciado -unos diez segundos- y así disponer del máximo período de observación. El insecto se introduce por la abertura superior y luego se cierra herméticamente.

La válvula, de las llamadas de “tres pasos” –las hay muy simples y baratas fabricadas en cristal– intercalada en la tubería de presión, conecta la bomba de vacío con la salida lateral del “quitasatos”. Esta válvula nos permite restablecer la presión atmosférica en el recipiente, después de haber hecho el vacío, sin necesidad de desconectar la bomba, y mantener el vacío por tiempo indefinido una vez realizado. Sirve también para comprobar el nivel de vacío logrado, mediante un manómetro conectado en derivación. Por lo que al manómetro de bajas presiones se refiere, son muy seguros los de mercurio o bien los manómetros de precisión con lectura digital.

Es sabido que los insectos activan su capacidad de vuelo si alcanzan la temperatura adecuada. (Bueno será, pues, colocar cerca del recipiente una lámpara tipo “flexo”, que además de iluminar proporciona el suficiente calor por radiación).

Los resultados observacionales a que se llega son sorprendentes: durante uno o dos minutos el insecto sigue volando, o arranca a volar, sin diferencia perceptible con el vuelo a la presión atmosférica normal, incluso el tipo de vuelo en flotación, sin movimiento en sentido vertical ni horizontal. La posición de las patas del insecto es la habitual en vuelo, esto es, recogidas y plegadas hacia atrás.

La frecuencia de aleteo es una característica de cada insecto que varía entre límites muy estrechos en cada especie: alrededor de *300 hertz* para el abejorro y *150 hertz* para la mosca. La sustentación tiene una variación aproximadamente lineal con la densidad del fluido, de modo que el vuelo en estas condiciones –si lo quisiéramos explicar aerodinámicamente– supondría que el insecto es capaz de levantar un peso casi *100*

veces superior al propio a la presión atmosférica normal; lo que no parece científicamente admisible.

En el caso del vuelo de los insectos el problema es, en general, no conservativo y en esta Nueva Dinámica –que hemos presentado en sus líneas genéricas al comienzo del presente artículo– aparecen fuerzas, hasta el presente desconocidas, responsables de su sustentación y propulsión (sin necesidad de aire) que permiten la explicación del hecho empírico que presentamos. Esto es consecuencia de que en este nuevo planteamiento dinámico no rigen, en general, las leyes de conservación del momento lineal y del momento angular.

La dinámica clásica sigue siendo perfectamente aplicable a aquellos casos en que el sistema se comporta *como si* estuviera inercialmente aislado, por simetrías, aceleración tangencial nula, órbita circular, etc., o bien las nuevas fuerzas resultan despreciables respecto a las debidas exclusivamente a las masas y aceleraciones de las partículas.

La *irreversibilidad* termodinámica “el extraño y molesto segundo principio” (J. MERLEAU-PONTY) incompatible con la dinámica clásica (teorema de MISRA-POINCARÉ), queda de manifiesto como corolario del nuevo planteamiento dinámico, así como el dualismo *partícula-onda*. Las ecuaciones de MAXWELL del electromagnetismo son deducidas como un caso particular límite de esta ND. Es de notar que D. W. SCIAMA en 1953, FÉLIX TISSERAND 80 años antes y, más recientemente, BRANS y DICKE, intentaron un proceso inverso: construir una teoría de gravitación isomórfica con el electromagnetismo de MAXWELL.

e) ***Creación y destrucción de momento angular respecto a u eje vertical de rotación:***

Máquina A

Máquina B

MÁQUINA A. "Destruye" momento angular.

Esta máquina está compuesta de un volante de masa M que gira alrededor de un eje vertical, con rozamiento mínimo. En la misma dirección y centrado del eje va montado un fleje elástico de 200 mm de longitud, 2 mm de anchura y 0.5 mm de grosor, que puede oscilar en el plano vertical y gira solidario con el volante; en su extremo está fijada una

pequeña masa $m \ll M$ que oscila con el fleje y permanece en el eje de rotación cuando no oscila y el volante está en reposo. Ver esquema de la máquina y las correspondientes fotografías.

El *momento angular* respecto al eje de giro vertical, cuando el volante gira con velocidad angular inicial ω_0 y m se halla en el eje, se debe *conservar*. Si m se separa del eje una distancia r , se reducirá la velocidad de rotación de modo que se satisfaga la relación:

$$I_r \omega_r = I_0 \omega_0 \quad (1)$$

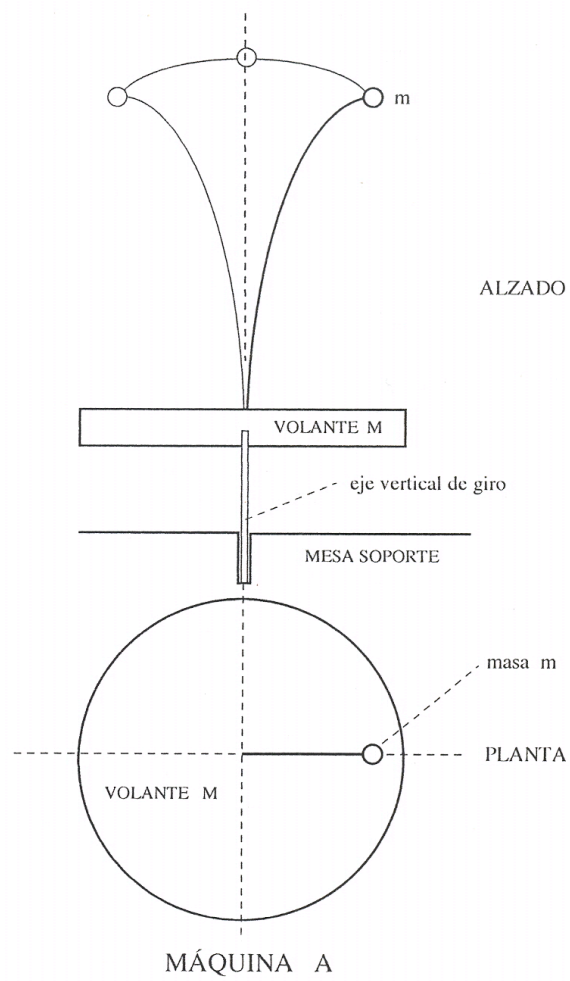
Siendo I_0 el momento de inercia del volante M y ω_0 la velocidad angular inicial (m es asimilada a un punto material); I_r es el momento de inercia total cuando en virtud de la oscilación, la masa m se halla a una distancia r del eje. Su valor viene dado por:

$$I_r = I_0 + mr^2$$

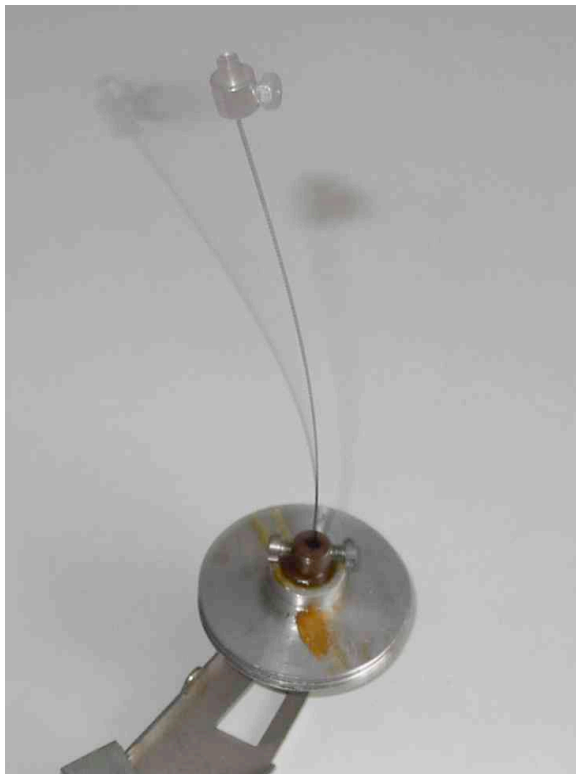
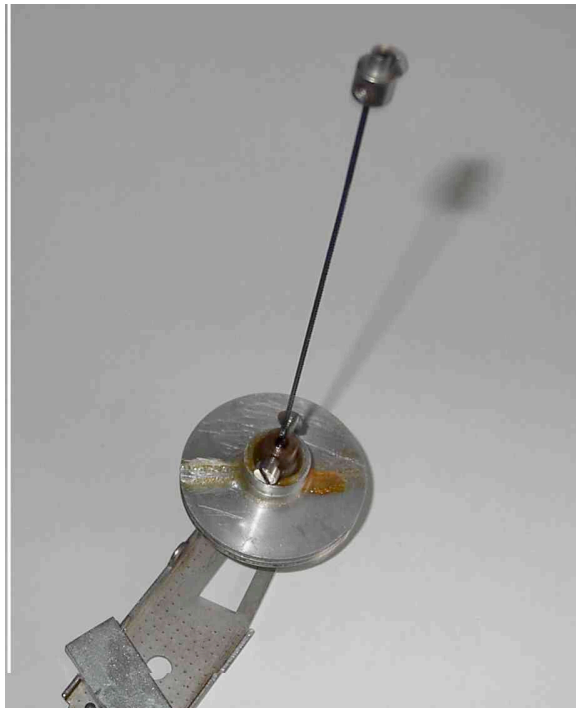
Es por tanto $I_0 < I_r$ y por la (1) debe ser:

$$\omega_0 > \omega_r$$

Cuando, debido a la elasticidad del fleje, m pase nuevamente por su posición en el eje de giro, la velocidad angular deberá ser ω_0 , por la *conservación del momento angular* inicial, y así sucesivamente en cada oscilación, pero esto *no es lo que se observa*, pues cuando m abandona su posición inicial inestable, en el eje de giro, las oscilaciones se hacen importantes por la acción de la fuerza centrífuga sobre m , el volante se detiene rápidamente –en solo tres o cuatro revoluciones– y *toda la energía cinética inicial* del volante se ha transformado en *energía oscilante* del fleje y la masa m . El *momento angular* inicial, respecto al eje de giro, que se debía conservar, ha desaparecido; esta máquina **"destruye"**, **momento angular**, en contra de las exigencias de la DC, sin embargo este hecho es perfectamente coherente en el marco de la ND.



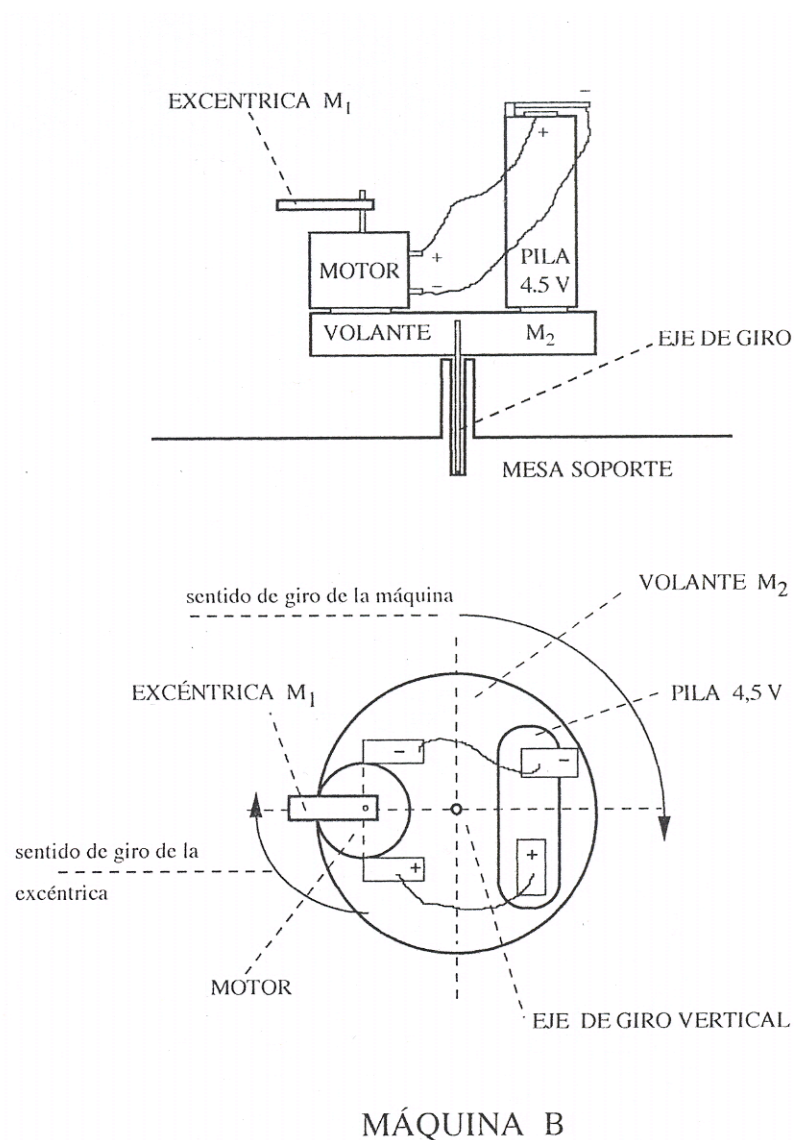
ESQUEMA DE LA MÁQUINA A



FOTOGRAFÍAS DE LA MÁQUINA A.

MÁQUINA B. "Destruye" y "crea" momento angular.

Esta máquina está formada por un volante de masa M que gira alrededor de un eje vertical fijo en la mesa-soporte (ver esquema y fotografías de la misma).



ESQUEMA DE LA MÁQUINA B

En él van instalados un pequeño motor eléctrico de 4,5 V, cuyo eje es paralelo al del volante, y una batería de 4,5 V; sus masas las consideramos

incluidas en M . El motor hace girar excéntricamente una pequeña masa $m \ll M$ con velocidad aproximada de 2000 r.p.m. (ver fotografías de la máquina). .

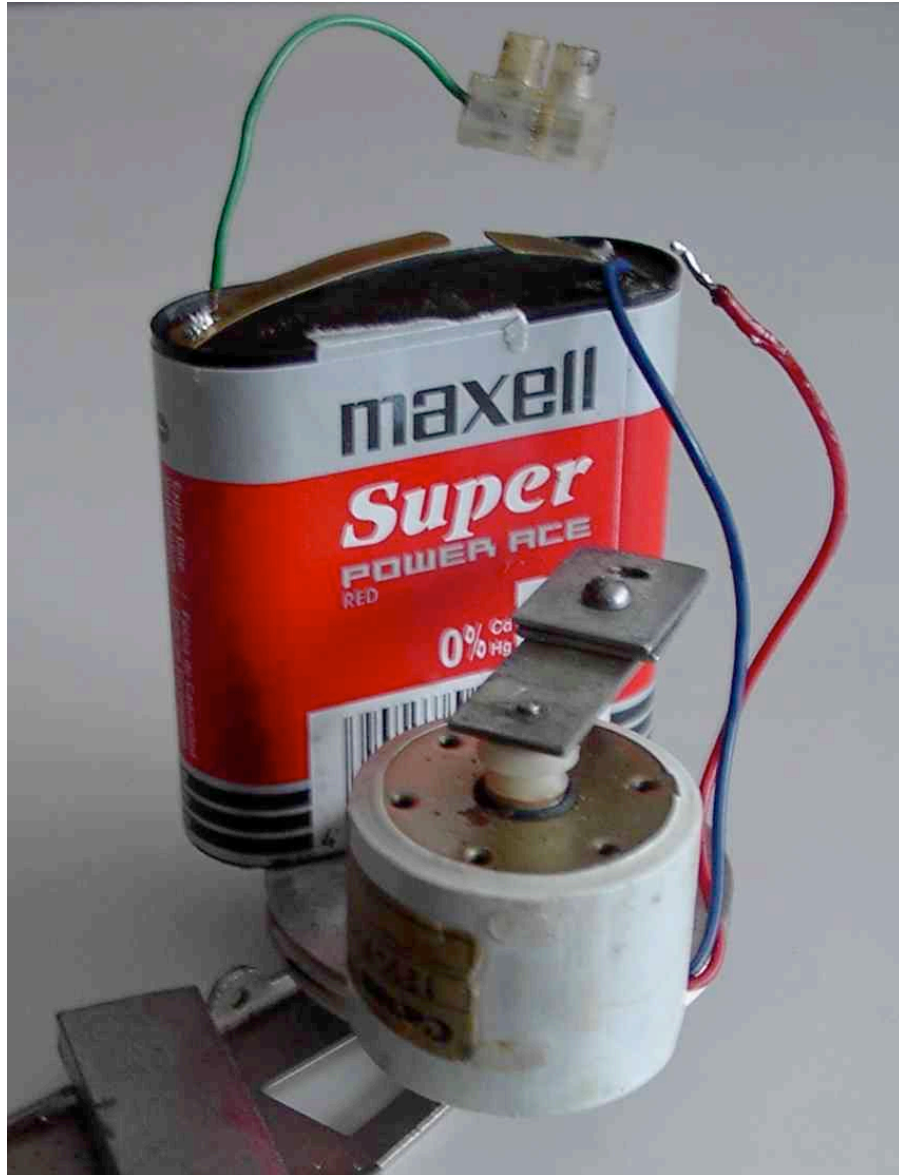
Se observa que *todo el sistema* $M + m$ gira alrededor del eje vertical de la máquina –en el *mismo sentido* que el giro del motor– hasta alcanzar una velocidad sensiblemente *constante* si se mantiene *constante* la del motor, aumentando y disminuyendo con ésta..

Si mediante un impulso exterior se obliga al volante a *aumentar su velocidad de rotación*, el sistema reacciona *disminuyéndola*, y si se le obliga a *disminuirla*, reacciona aumentándola, de manera que en ambos casos se alcance nuevamente la rotación constante. Esta reacción es rápida y se observa muy bien. Es de advertir que el pequeño rozamiento con el eje de giro –fijo a la mesa de pruebas– no explica el hecho pues, como ya se ha afirmado, los giros del volante y la excéntrica son siempre en el *mismo sentido*; no cabe, por tanto, la *conservación del momento angular*, que es "creado" o "destruido", según los casos, de modo que se restablezca la velocidad angular inicial en régimen constante.

FOTOGRAFÍAS DE LA MÁQUINA B



EL GIRO DEL CONJUNTO ALCANZA VELOCIDAD CONSTANTE, QUE PUEDE SER MAYOR O MENOR SEGÚN LA VELOCIDAD DE L MOTOR Y SE ESTABILIZA RÁPIDAMENTE CUANDO SE INTENTA VARIAR EXTERNAMENTE



f) ***Propulsor lineal sin reacción (PLSR).***

1. En el ámbito de la Nueva Dinámica (ND) que hemos descubierto y que viene a ampliar el marco de la Newtoniana, o clásica (DC), es posible que no se cumplan las *leyes de conservación del momento lineal* y del *momento angular*, en un sistema aislado, como exige la DC. En esta ND la fuerza que actúa sobre una partícula material, de masa m , ya no es debida solamente a la aceleración que sufre respecto a un referencial de inercia, sino que intervienen otras fuerzas hasta ahora no tomadas en consideración. Sin bajar a detalles ni exposiciones teóricas, que no es nuestro propósito aquí, la fuerza total que actúa sobre una partícula, o punto material, que describe una trayectoria genérica, con velocidad $\mathbf{v}$, aceleración $\mathbf{a}$, y tomando en consideración la correspondiente evoluta (vinculada con la trayectoria a través del radio de curvatura R) viene dada por:

$$\mathbf{F} = [m\mathbf{a} + (1/2)(dm/dt)\mathbf{v}\mathbf{s} - m\mathbf{v}(dv/dt)/(dR/dt)\mathbf{n} - (1/2)(mv^2/R)\mathbf{n}] \quad (3)$$

en la que referimos la trayectoria a un triedro de FRENET, de vectores unitarios $\mathbf{s}$, $\mathbf{n}$, $\mathbf{b}$, siendo $\mathbf{b} = \mathbf{s} \times \mathbf{n}$. Como puede observarse en (3) la masa m ya no se comporta como una constante, varía con el tiempo en general:

$$m = m(t) \quad (4)$$

2. A la vista de la expresión (3), incluso en el caso en el que las trayectorias sean *rectas*, es posible la no conservación del *momento lineal*:

$$\mathbf{p} = \sum m_i \mathbf{v}_i$$

en un *sistema aislado*, pues, además de las fuerzas de aceleración sobre cada m_i , existe la fuerza:

$$(1/2)(dm_i/dt)\mathbf{v}_i = (1/2)(dm_i/dt)v_i\mathbf{s}_i \quad (\mathbf{s}_i \text{ versor}) \quad (5)$$

que, si se hacen las cosas de forma adecuada, puede permitir la *no conservación* de $\mathbf{p}$ exigida por la DC. Nos centraremos, para máxima sencillez, en este caso simple y sencillo a fin de explicar el funcionamiento de *Propulsores Lineales Sin Reacción* (PLSR) que se expondrán más adelante

En los precedentes trabajos teóricos detallados se expone cómo se llega a la conclusión de ser $\mathbf{m} = \mathbf{m}(t)$; cómo se llega a la expresión general (3); etc.

3. Si se trata de un *sistema aislado* formado por sólo *dos* cuerpos en interacción rectilínea, entonces aunque puedan existir las fuerzas (3), su resultante es nula y no es posible el “*desacoplamiento*”; para ello es preciso que el sistema esté formado por *tres* o más cuerpos en interacción. Será necesario acudir a la interacción de *tres* o más cuerpos.

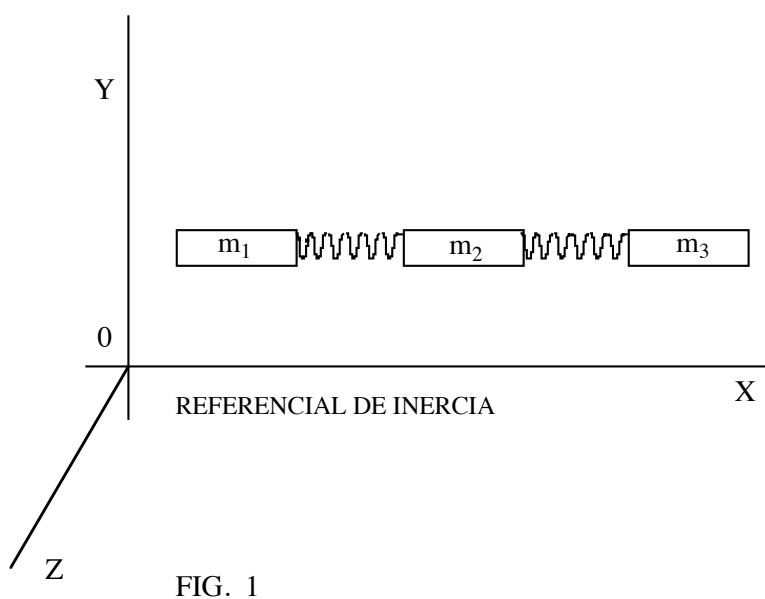


FIG. 1

Supongamos, para mayor sencillez, que se trata de *tres cuerpos* (puntos materiales) vinculados mediante interacciones (*potenciales*), que actúan todas sobre la *misma recta* (ver esquema en la fig. 1); en que los "resortes" que unen las masas significan *energías potenciales* U_{12} , U_{23} , que dependen de las distancias x_{12} , x_{23} , entre las masas del sistema (en un referencial de inercia OXYZ). En estas condiciones el *subsistema* formado por cada masa m_i tiene una energía potencial U_i que depende de la

posición x_i de la misma y del tiempo t , pues las otras dos masas evolucionan al mismo tiempo y causan esta variación temporal de su potencial. En estas circunstancias podemos escribir:

$$U = U_{12}(x_1, x_2) + U_{23}(x_2, x_3) = U_1(x_1, t) + U_2(x_2, t) + U_3(x_3, t) \quad (6)$$

A nosotros nos interesa esta última forma individualizada [segundo miembro de (6) de expresar la energía potencial, mientras que en DC se emplea la primera [primer miembro de (6)].

En nuestra ND estas variaciones individualizadas, son la causa de que las masas varíen con el tiempo:

$$m_i = m_i(t)$$

y por tanto de que sobre cada masa m_i actúen las fuerzas adicionales:

$$(1/2)(dm_i/dt)v_i s_i \quad (7)$$

antes descritas (5) (siendo s_i un vector unitario según OX_i).

Según esto, si se consiguen las fuerzas (7), parece que el problema de la PLSR estaría resuelto; sin embargo no es así: las pruebas experimentales realizadas (más de veinte) nos enseñan estas fuerzas se "*acoplan*" de manera que:

$$\sum (1/2)(dm_i/dt)v_i s_i = 0 \quad (8)$$

Con lo que no se observa propulsión lineal en un sistema *aislado* y *sin disipación energética*. Sin embargo ésta se hace patente cuando existe *disipación energética* entre *dos* de las masas del sistema, por ejemplo entre m_2 y m_3 , y no la hay entre m_1 , m_3 , ni entre m_1 , m_2 . Basta observar la (8) para advertir que estas fuerzas dependen de la *velocidad* v_i de cada partícula; la disipación por rozamiento (o fenómeno parecido) hace variar las velocidades de las dos masas sobre las que actúa directamente; por ejemplo: el *rozamiento* entre las dos, pero no varía la velocidad de la

tercera (o lo hace de forma totalmente distinta) con lo que se deshace el "acoplamiento" y resulta:

$$\sum (1/2)(dm_i/dt)v_i s_i \neq 0 \quad (9)$$

Evidentemente, la acción de estas fuerzas (9), adicionales a las clásicas, es la causa de que *no se conserve el momento lineal* $\mathbf{p} = \sum m_i \mathbf{v}_i \mathbf{s}_i$, a pesar de estar aislado el sistema.

4. En la Naturaleza existen “máquinas” que funcionan propulsándose sin reacción, por las fuerzas (9), hasta ahora no tomadas en consideración por ser desconocidas. Nos referimos primariamente al vuelo de los insectos, hasta ahora prácticamente inexplicable –en la mayoría de los casos por lo menos– en base a la dinámica de fluidos conocida. Nosotros (1.976-77) hemos hecho volar insectos ("*Bombus terrestris*", "*Calliphora vomitoria*", etc.) en el vacío (13 mb). Su vuelo es perfectamente regular y sin diferencias respecto al que se observa a presión atmosférica normal (1.013 mb). Para poder hacer la experiencia con el insecto en condiciones es preciso dejar la *presión parcial* del vapor de agua a la temperatura ambiente (15° C aprox.), de lo contrario el insecto se deforma por "hervir" a esta temperatura y no puede volar. Supone un vacío del orden del 98,7%, que no permite, en modo alguno, la sustentación basada en fuerzas de origen aerodinámico (ver apartado **d**) p. 10).

Hacemos referencia a estas pruebas por haber sido el acicate en el improbable trabajo de inventar y construir máquinas que hagan lo mismo. De no haber sido así, probablemente habríamos abandonado la tarea. Para llegar a ello ha sido necesario, en primer lugar, elaborar el marco teórico que nos permitiera llegar a la expresión (9) del presente apartado; en segundo lugar, darnos cuenta de la existencia del "acoplamiento" y encontrar la manera de deshacerlo, mediante *disipación* de parte de la energía disponible. Este trabajo ha durado casi doce años. Los propulsores lineales más eficaces son recientes.

Esta sucinta descripción está muy relacionada con el *Segundo Principio* de la Termodinámica: no se puede conseguir trabajo sin "perder" parte del calor disponible en el "radiador", con la diferencia de que, en el caso que nos ocupa, lo que se cede en forma de disipación es el "trabajo" y se aprovecha el "calor" del radiador. No es el caso de intentar justificar aquí el porqué de esta afirmación, pues nos llevaría muy lejos.

5. Hasta 1990 las máquinas construidas estaban basadas en la interacción de *tres masas* (*PLSR – 3*) o *cuatro masas* (*PLSR – 4*), movidas por bobinas, alimentadas por *ca 40 V*. El modelo que se describe a continuación funciona mediante oscilación rápida o *vibración* (ver fig. 2 al final del presente estudio), que es producida por la acción de una pequeña masa, m_1 , que gira de forma *excéntrica* movida por un *motor* de $3 - 8 V$, alimentado por una *batería* de $3 V$ (pilas alcalinas o recargables) ambos elementos montados sobre una pequeña plataforma cuya masa total es m_2 (*motor + batería + plataforma*).

La masa m_2 se desliza, con *disipación* de energía por rozamiento, sobre una tercera masa m_3 (formada por una tabla en posición horizontal) mediante *apoyos* (ver fig. 2), hechos con alambre de acero de $0.5 mm$, en forma de “u” sujetos a la plataforma m_2 , y cuya parte horizontal se desliza sobre m_3 , mientras las dos partes de sujeción forman un ángulo aproximado de $15^\circ grad.$ con la vertical (ver fig. 2); la experiencia nos ha mostrado que este ángulo es el óptimo.

El *PLSR* por *vibración* que presentamos (*PLSR – vib.*) está formado por el conjunto de estas *tres masas* y se propulsa en la dirección dada por el sentido de la *inclinación* ($15^\circ grad.$) de los dos apoyos (ver fig. 2). Para comprobar que no existe *reacción* apreciable se ha colgado del techo m_3 , mediante 4 hilos de nylon (de $1.5 m$ de longitud) formando con la tabla un paralelogramo deformable que conserva la posición horizontal. El sistema vibrante $m_1 + m_2$, se desplaza sobre m_3 con una velocidad que alcanzó los $40 m/minuto$, mientras ésta permanece inmóvil. En este sentido la eficacia de esta máquina es muy superior a la de los modelos precedentes: *PLSR – 3*, *PLSR – 4*, siendo su construcción mucho más sencilla.

Se pueden sustituir los *dos apoyos* formados por alambres de acero por otros equivalentes en forma de “cepillo de dientes” cuyos pelos tengan una inclinación de $15^\circ grad.$ con la vertical.

Hace unos años aparecieron en el mercado español juguetes que se propulsaban de esta forma (mediante “cepillos”) sin sospechar la *propulsión sin reacción* que aquí se describe; actualmente no están a la venta.

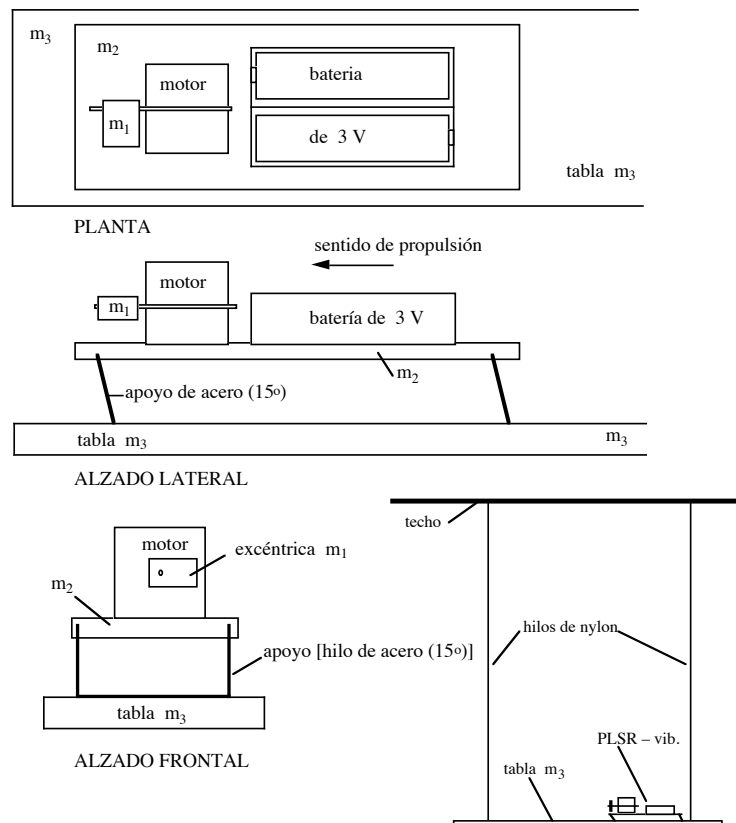
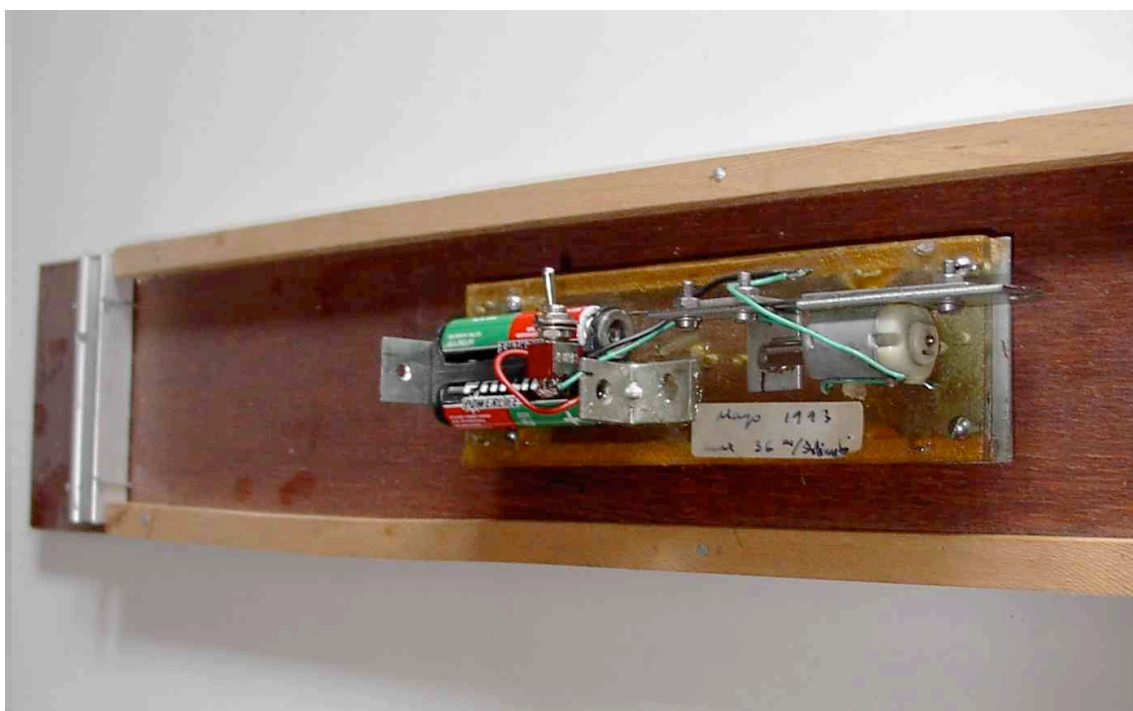
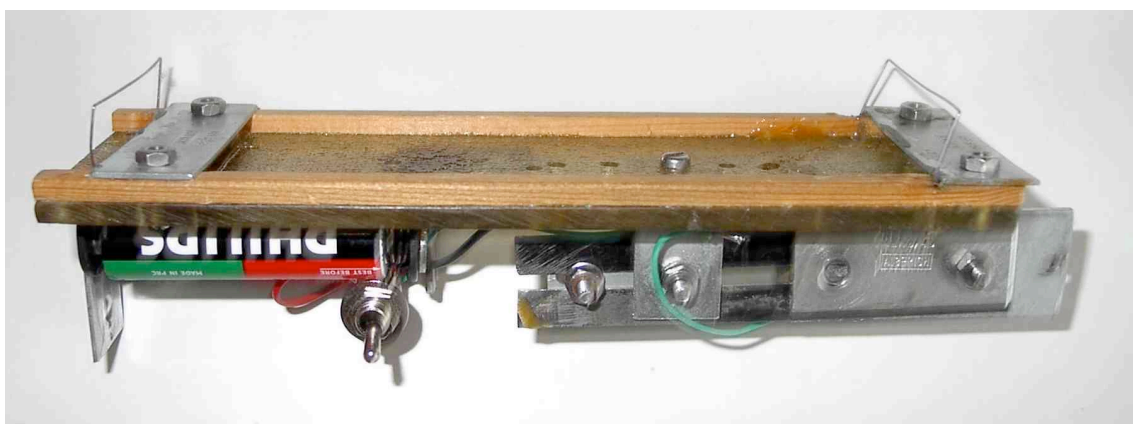
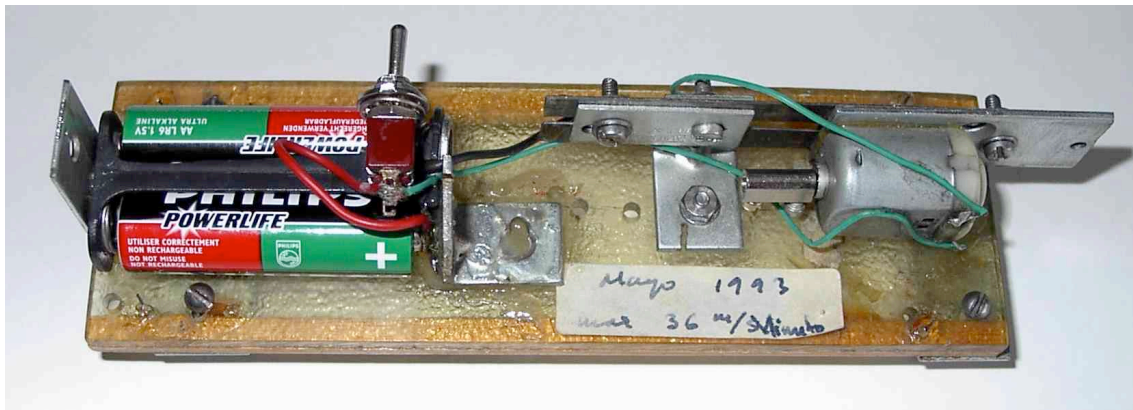
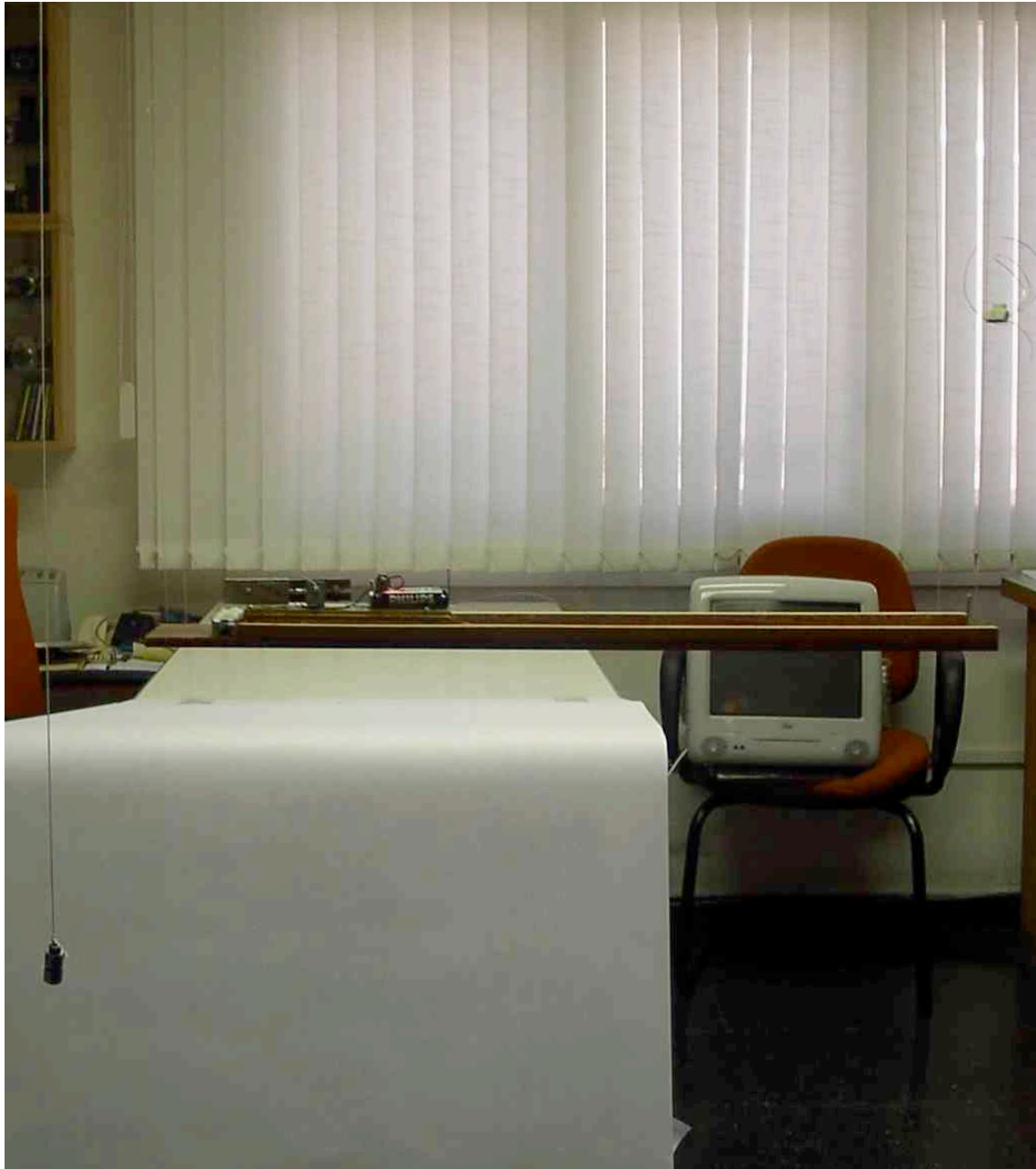


FIG. 2 ESQUEMA DEL PLSR – vib.

ESQUEMA DEL *PLSR* – (vibración)

FOTOGRAFÍAS DEL *PLSR* (Vibración)





Posición inicial con todo el sistema en reposo respecto a la plomada de la izquierda



Desplazamiento del sistema hacia izquierda debido a la oscilación del mismo. La distancia entre su extremo izquierdo y la plomada es de unos 5 cm.



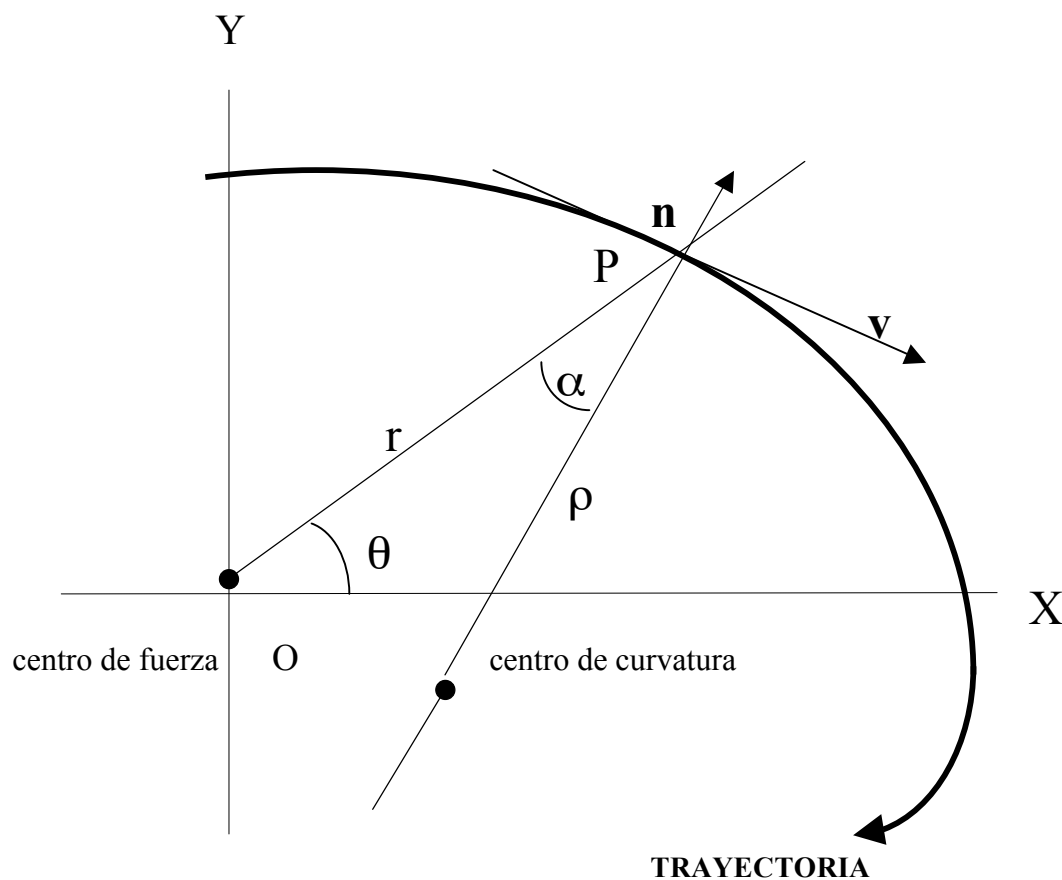
Desplazamiento hacia la derecha debido a la oscilación del sistema.

El sistema ha comenzado a oscilar después que el PLSR le ha cedido su momento lineal. La distancia, medida respecto a la plomada de la izquierda, es de unos 15 cm. Se observa comparando esta foto con la

anterior (desplazamiento hacia la izquierda y desplazamiento hacia la derecha en una oscilación). que la amplitud es $15 - 5 = 10$ cm.

g) El problema de los "dos cuerpos" en la ND

Estudiamos aquí el caso particular de *dos cuerpos* en interacción en el marco de la ND. Para mayor sencillez de exposición simplificamos el problema reduciéndolo a la acción de una *fuerza central* sobre un *punto material* de masa m . Es el caso de las fuerzas de gravitación, de Coulomb, etc. Plantearemos el problema con la hipótesis de que la masa $m = \text{Constante}$ y expondremos que esto no es posible, ni siquiera en este caso de sólo dos cuerpos, sino que debe ser $m = m(t)$. Es evidente que lo mismo sucederá cuando se trate de *tres o más cuerpos* en interacción. Se trata de una trayectoria plana recorrida por un punto material m con velocidad $\mathbf{v}$, aceleración $\mathbf{a}$; en *coordenadas intrínsecas* el radio de curvatura es ρ y la velocidad angular $d\theta/dt$, mientras que en *coordenadas polares* el radio al centro de fuerza O es r y su velocidad angular $d\Theta/dt$. (ver figura).



En la ND la expresión de la fuerza central en coordenadas polares, viene dada por:

$$\mathbf{F} = m(\dot{r}\dot{\theta}^2 + r^2\ddot{\theta} + \ddot{r})\hat{r} + \frac{1}{2}\frac{\dot{m}}{\dot{r}}(r^2\dot{\theta}^2 + \dot{r}^2)\hat{r} \quad (10)$$

Y en el triedro inercial intrínseco su expresión es:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} - m\mathbf{v}\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\hat{n} + \frac{1}{2}\dot{m}\mathbf{v}\hat{s} - \frac{1}{2}\dot{m}\frac{v^2}{\dot{\rho}}\hat{n}$$

Hacemos la hipótesis de m pueda ser constante en cuyo caso se anulan los términos en que aparece dm/dt en las precedentes expresiones. En la ND al ser la fuerza central la aceleración $\mathbf{a}$ no lo será. El módulo de $\mathbf{F}$ será:

$$F = \text{proyección de } \mathbf{a} \text{ sobre } \mathbf{r} + \text{proyección de } -m\mathbf{v}\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\hat{n} \text{ sobre } \mathbf{r}$$

y a la vista de la figura podemos escribir esta expresión:

$$F = -mr\dot{\theta}^2 + m\ddot{r} + (-m\mathbf{v}\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\cos\alpha)$$

que debe ser idéntica al módulo de (10). Y simplificando términos en esta identificación tendremos:

$$2mr\dot{\theta}^2 + mr^2\ddot{\theta} = -m\mathbf{v}\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\cos\alpha$$

(11)

En esta última (11) podemos observar que todas las trayectorias tangentes en el punto P considerado tienen localmente los mismos valores para m , r , dr/dt , $d\theta/dt$, $d^2\theta/dt^2$; por tanto también los mismos valores para v , dv/dt , α , radio de curvatura ρ (nótese que $v^2 = \rho^2(d\theta/dt)^2 = r^2(d\theta/dt)^2 + (dr/dt)^2$) no tienen por qué poseer el mismo dp/dt . Así las cosas la igualdad (11) no se verificará en general, para la misma fuerza central F . Llegamos así a la conclusión de que la hipótesis simplificadora de considerar $m = \text{constante}$ no es suficiente en general; será necesario admitir que incluso en este caso sencillo de interacción entre dos cuerpos, o fuerza central, la masa variará con el tiempo:

$$m = m(t)$$

Esta función $m(t)$ dependerá del tipo de trayectoria: hipérbola, espiral logarítmica, exponencial, etc. que además será distinta al invertir el sentido de recorrido en cada caso. La igualdad (11) vendrá a ser:

$$\begin{aligned} 2mr\dot{\theta}^2 + mr^2\dot{\theta}\frac{\ddot{\theta}}{\dot{r}} + \frac{1}{2}\dot{m}\left(\frac{r^2\dot{\theta}^2}{\dot{r}} + \dot{r}\right) = \\ = -mv\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\cos\alpha - \frac{1}{2}\dot{m}\frac{v^2}{\dot{\rho}}\cos\alpha + \frac{1}{2}\dot{m}v\sin\alpha \end{aligned} \quad (12)$$

Ahora ya no existe inconveniente en que se verifique esta igualdad (12) para cada trayectoria debida a la acción de fuerza central. En el punto P cada trayectoria distinta tendrá diferente dm/dt y diferente dp/dt . Recordemos asimismo que por la irreversibilidad de las trayectorias estos valores pueden variar al invertir el sentido de recorrido.

De la exigencia $m = m(t)$ es inmediato que la energía cinética que sólo dependía de la posición al ser m constante, ahora será asimismo función del tiempo t . Lo mismo sucederá con aquellos potenciales energéticos en cuya expresión interviene la masa; por ejemplo el debido a la gravedad. En un sistema aislado y sin disipación la conservación de la energía exigirá:

$$T(P, t) + U(P, t) = \text{constante} \quad (13)$$

En la que también $U = U(P, t)$ si suponemos que t es *independiente* de la *posición* y no un simple *parámetro*. Puede ocurrir que la constante que aparece en la expresión de alguna energía potencial, en realidad no lo sea sino que sea función del tiempo a tenor de la exigencia (13); por ejemplo, en el potencial elástico: $-Kx^2$, deberá ser $K = K(t)$.

NOTA:

Para facilitar la comprensión de las precedentes pruebas experimentales y de las que se exponen a continuación, se incluyen los estudios de *La Expresión de la Fuerza en la ND* y de la *Aceleración Normal Suplementaria* (ANS, punto de partida de esta ND).

EL VUELO DEL COLIBRÍ

La sustentación, propulsión y maniobra del Colibrí se explican muy fácilmente en base a la Nueva Dinámica (ND)², gracias a la presencia de la *Aceleración Normal Suplementaria* (ANS), causa de la *fuerza normal* a la trayectoria del ala de masa m (c.d.g. de la misma. Ver Fig. 1 en la que se indica la posición de su extremo en intervalos de tiempo sucesivos):

$$F = mv \frac{\dot{v}}{\dot{\rho}} n = mv\omega * n$$

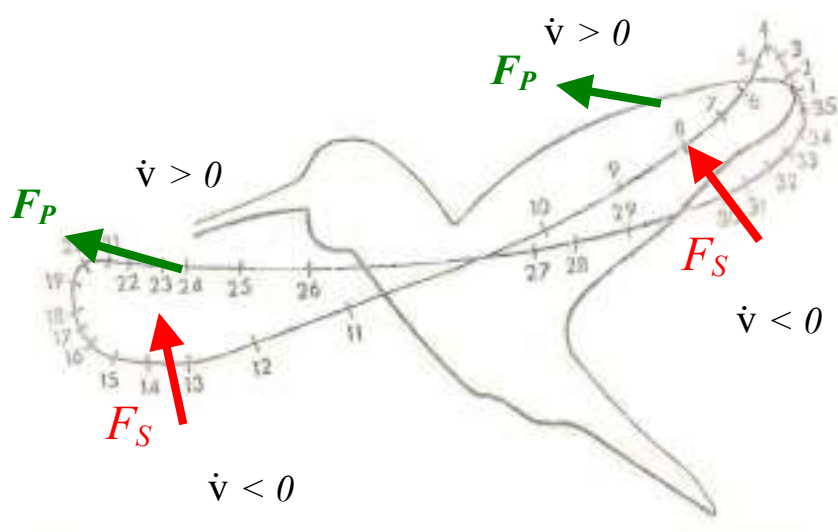


FIGURA 1³

Según que la *aceleración tangencial* $\dot{v}$ sea *positiva* o *negativa*, el sentido de estas fuerzas es hacia la *convexidad* o hacia la *concavidad* de la

² JUAN RIUS-CAMPS. *Los Fundamentos Cosmológicos de la Mecánica y la Leyes Fundamentales de la Dinámica*. Anuario Filosófico. Vol. IX. 1976. Universidad de Navarra.

³ "Path of the wing tip of a hovering hummingbird (Stolpe and Zimmer. 1939).

trayectoria. En la figura: F_S indica *sustentación*, F_P *propulsión* y *maniobra*. Los puntos numerados corresponden a intervalos de tiempo iguales, indicando asimismo la dirección del movimiento alabeado (en proyección plana en la figura). Si se suceden aumentando la distancia entre ellos, significa que la aceleración es positiva y negativa en caso contrario.

EQUILIBRIO DE LA BICICLETA

Resulta muy difícil explicar el equilibrio de un ciclista (bicicleta, moto, patinete, etc.) acudiendo a las fuerzas centrífugas de la DC; si el movimiento es muy lento, pueden resolver el problema. Cuando la velocidad es grande la trayectoria se puede mantener prácticamente recta, sin dificultad, con casi imperceptibles giros del manillar a derecha e izquierda. En este caso el radio de curvatura ρ de la trayectoria se puede considerar *infinito* y las precedentes fuerzas resultan nulas, con lo que el equilibrio queda sin resolver.

El movimiento es sobre un plano horizontal con la fuerza de gravedad normal al mismo. Todo referido al triedro de FRENET ($\mathbf{s}$, $\mathbf{n}$, $\mathbf{b}$) en reposo respecto al marco inercial de referencia OXYZ .

Al girar el manillar, muy levemente si la velocidad es grande, para mantener el equilibrio, el sistema adquiere una energía de rotación:

$$E_{rot} = (1/2)I\omega^2 \quad (1)$$

que es *absoluta*, pues la rotación ω no varía al cambiar de marco inercial de referencia. Supuesta la velocidad v *constante* en este mínimo giro, la energía cinética $(1/2)mv^2$ debe *perder* o *ganar* la energía E_{rot} (1) transferida a la rotación según que ésta *aumente* o *disminuya*; pero por la conservación de la energía la única posibilidad es que la masa m *no sea constante*, es decir, aumente o disminuya en una cantidad dm , dando lugar a la presencia del factor dm/dt , *positivo* o *negativo*.

En la ND la *fuerza total*, sobre la masa m en movimiento (ciclista + bicicleta) viene dada por la expresión⁴:

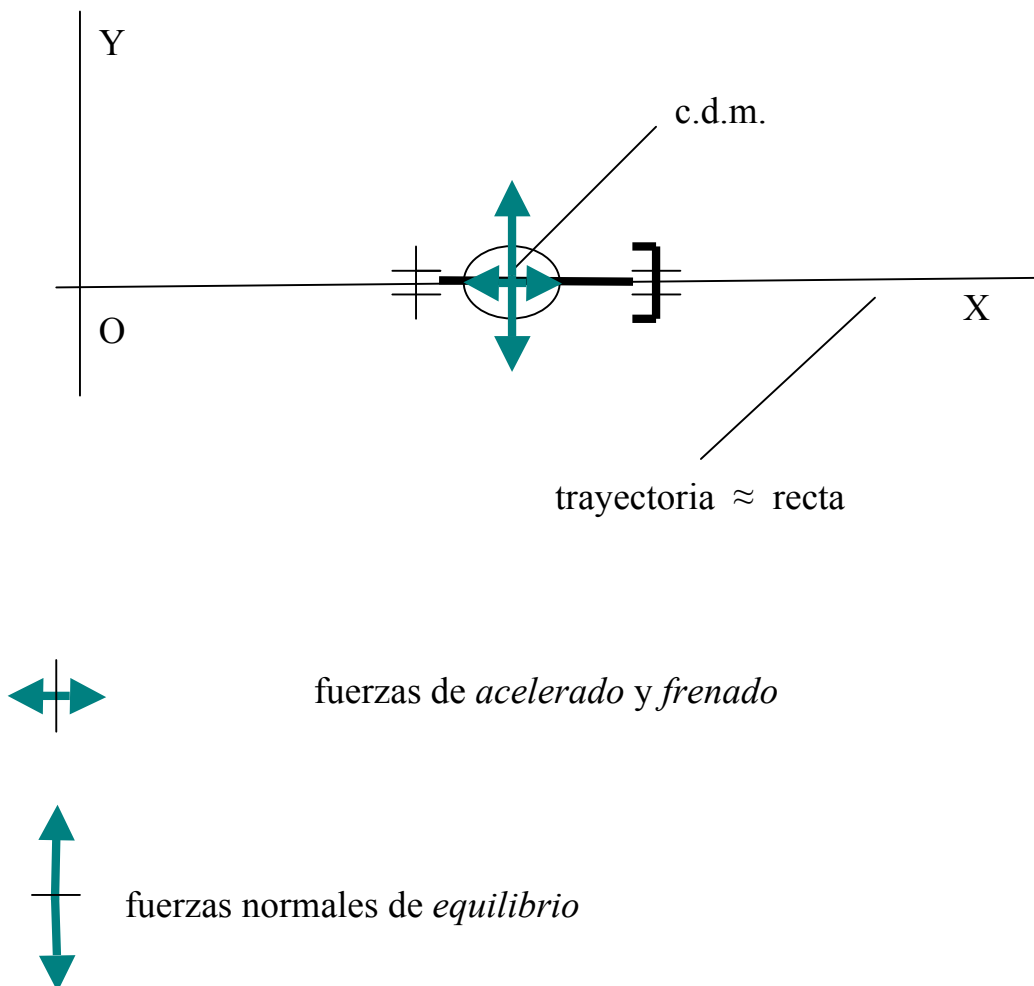
$$\mathbf{F} = m\dot{v}\mathbf{s} + \frac{1}{2}\dot{m}v\mathbf{s} - m\frac{v^2}{\rho}\mathbf{n} - mv\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\mathbf{n} - \frac{1}{2}\dot{m}\frac{v^2}{\dot{\rho}}\mathbf{n} \quad (2)$$

⁴ Vid. JUAN RIUS-CAMPS, *Dinámica de Sistemas Mecánicos Irreversibles*. Ed. ORDIS. Barcelona. 2009.

Siendo *constante* la velocidad v , resulta *nula* la aceleración tangencial $dv/dt = \dot{v} = 0$, Además, al considerar *infinito* el radio de curvatura ρ , la (2) se reduce a:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \dot{m} \mathbf{v} - \frac{1}{2} \dot{m} \frac{v^2}{\dot{\rho}} \mathbf{n} \quad (3)$$

Al ser dm/dt *positivo* o *negativo*, el primer término de (2) es una fuerza, que tiende a *acelerar* o *frenar* el móvil, mientras que el segundo se traduce en una fuerza, no nula, *normal a la trayectoria*, que actúa a *derecha* e *izquierda* de la misma, impidiendo la caída del ciclista (ver ESQUEMA).



ESQUEMA

I. DISCO-ESPIRAL DE FARADAY

Este caso es conocido como *excepción* a la Ley de Inducción, puesto que no existe variación en el flujo magnético del imán simétrico cuyo eje coincide con el de rotación del disco conductor de cobre. También se le denomina con el nombre de “inducción unipolar”

Este problema, según algunos, viola la conservación del *momento angular*, otros lo explicarán usando la transformación relativista, como hace el Profesor SERRA-VALLS⁵. Muchos se quedarán satisfechos aplicándole la denominación de *caso excepcional*.

Aquí se utilizarán los resultados de una *Nueva Dinámica (ND) de Sistemas Mecánicos Irreversibles*⁶, isomórfica con el Electromagnetismo de MAXWELL-LORENTZ. Estudiaremos el caso de una espiral en el campo simétrico de un imán, situado en el eje normal a la misma por su centro. (Ver Fig. 1).

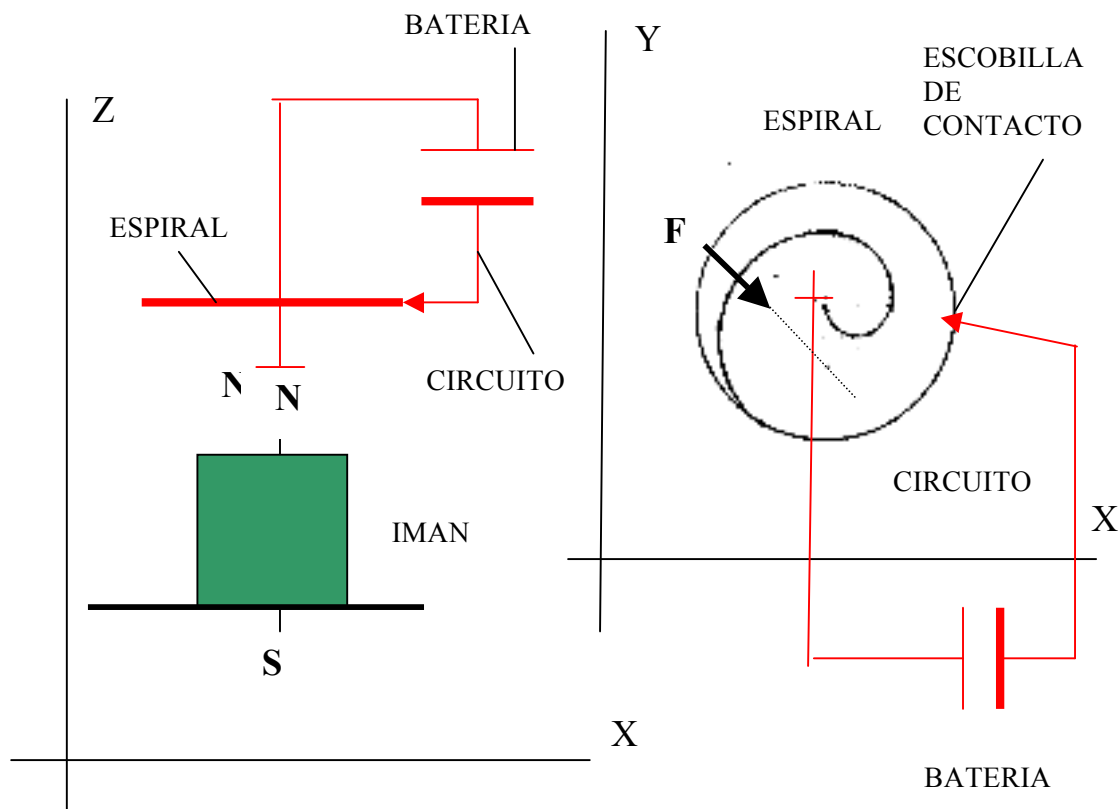


FIG. 1

⁵ A SERRA-VALLS, *El Motor Turbo Electrodinámico*. Ed. IVIC. Caracas. 2009.

⁶ JUAN RIUS-CAMPS. *Los Fundamentos Cosmológicos de la Mecánica y la Leyes Fundamentales de la Dinámica*. Anuario Filosófico. Vol. IX. 1976. Universidad de Navarra.

Para estudiar el presente problema aplicaremos la expresión de la "Fuerza de LORENTZ" del Electromagnetismo:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

Teniendo en cuenta que no existe el campo eléctrico $\mathbf{E}$ y sólo está presente el campo magnético $\mathbf{B}$ (*externo* al sistema), creado por el imán cilíndrico. La fuerza $\mathbf{F}$ que actúa sobre una carga q , en un elemento de corriente del conductor en espiral, es ***externa al sistema*** por serlo $\mathbf{B}$, y será *normal* al mismo en este punto (ver Fig. 1) ; vendrá dada por:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2)$$

La Dinámica Clásica (DC) exige la **conservación** del *momento angular* y no se puede aplicar al estudio en cuestión. En la Nueva Dinámica (ND) la *misma fuerza* $\mathbf{F}$, sobre la masa m de carga q , viene dada por la expresión:

$$\mathbf{F} = m(\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*) \quad (3)$$

Con $\boldsymbol{\omega}^* = (dv/dt)/(d\rho/dt)\mathbf{b}$ ($\mathbf{b}$ es el *versor* según la *binormal* en el triedro de FRENET). Puesto que las rotaciones sólo tienen sentido referidas a un *referencial de inercia* como el de nuestro sistema, y éste es *exterior* al mismo, resulta que $\boldsymbol{\omega}^*$, al igual que $\mathbf{B}$, es *externa* también. Además, la fuerza (2) *cambia de signo* con $\mathbf{v}$, es decir, cuando se invierte el sentido de la corriente; lo mismo sucede con la fuerza (3) de la ND. En consecuencia, la fuerza $\mathbf{F}$, expresada mecánicamente (3), *debe coincidir* con su expresión electromagnética (2). Obviamente aquí **tampoco se conserva el momento angular**.

Por otra parte la expresión de la *fuerza total* sobre m en la ND es:

$$\mathbf{F}_{total} = m(\mathbf{a} + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*) \quad (4)$$

siendo a la aceleración de m ; así pues, la "fuerza de LORENTZ" (1) es la expresión electromagnética de la (4) , Queda de manifiesto, asimismo, el *isomorfismo* entre la **Electrodinámica** y la **ND**.

NOTAS:

1. Cuando la aceleración tangencial dv/dt sobre m es nula, entonces es $\omega^* = 0$ con $F = 0$. Esto no ocurre en nuestro caso por ser variable el *momento de inercia* de la masa m que recorre la espiral. También es $F = 0$ si la espiral se reduce a una circunferencia.

Como prueba el profesor SERRA-VALLS⁷. la *espiral logarítmica*, de constante 1 , es la más eficiente.

2. Para explicar la conservación del *momento angular* algunos autores sostienen que el *circuito exterior*, formado por la batería y los conductores que la conectan con el eje y la periferia del disco, constituye el *estátor*, mientras que el *disco* sería el *rótor*⁸. El mismo doctor SERRA-VALLS prueba que después de *blindar el circuito*, el disco sigue girando; y así habría que afirmar la *no conservación* del *momento angular*, pero este hecho le resulta increíble y acude a la solución relativista del fenómeno.

II. ESTUDIO DEL "DISCO DE FARADAY"

⁷ El doctor ALBERTO SERRA-VALLS, en su libro *El Motor Turbo Electrodinámico y la Nueva Ley de Inducción* (Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas. 2009), presenta la sustitución del disco por un conductor en forma de espiral logarítmica situado en el mismo plano y centro. También se puede sustituir el imán por el campo magnético creado por la corriente en la espiral.

⁸ *Ibidem*.

Se puede esquematizar el problema sustituyendo el DISCO DE FARADAY por una *barra conductora radial*, giratoria horizontalmente alrededor de un *eje conductor vertical*. Esto sería el *rótor*. El *estator*, (fijo respecto al marco inercial **XYZ**) está constituido por un *conductor circular*, con la *batería*, y a una segunda *barra conductora radial*, en contacto con el *eje-conductor vertical*. Un *contactor-escobilla*, en el extremo de la primera barra, cierra el circuito con el *conductor circular* (ver las figuras **A** y **B**).

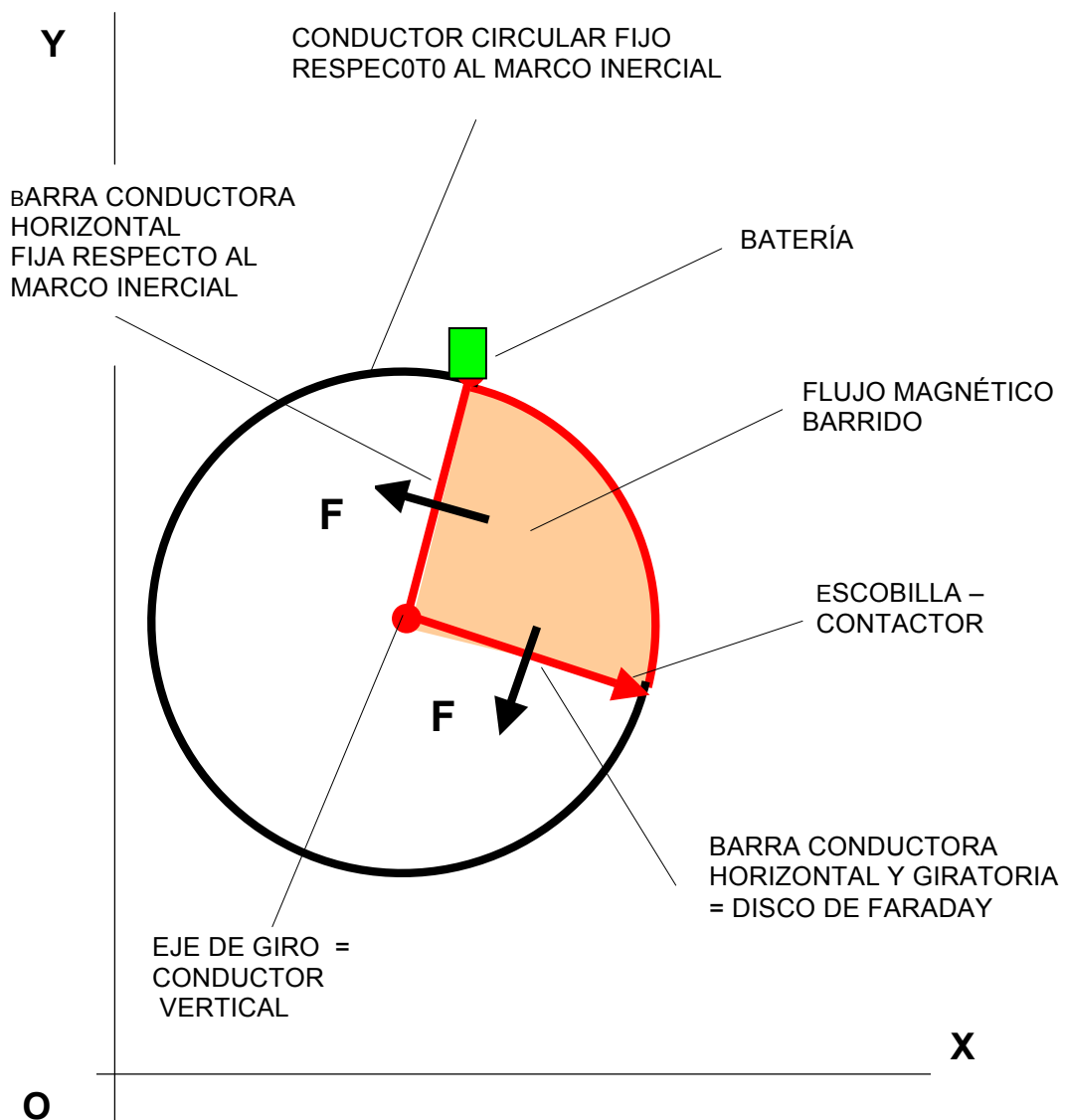


FIGURA A (proyección horizontal)

El *imán* es un cilindro vertical y simétrico fijo respecto al marco inercial **XYZ**.

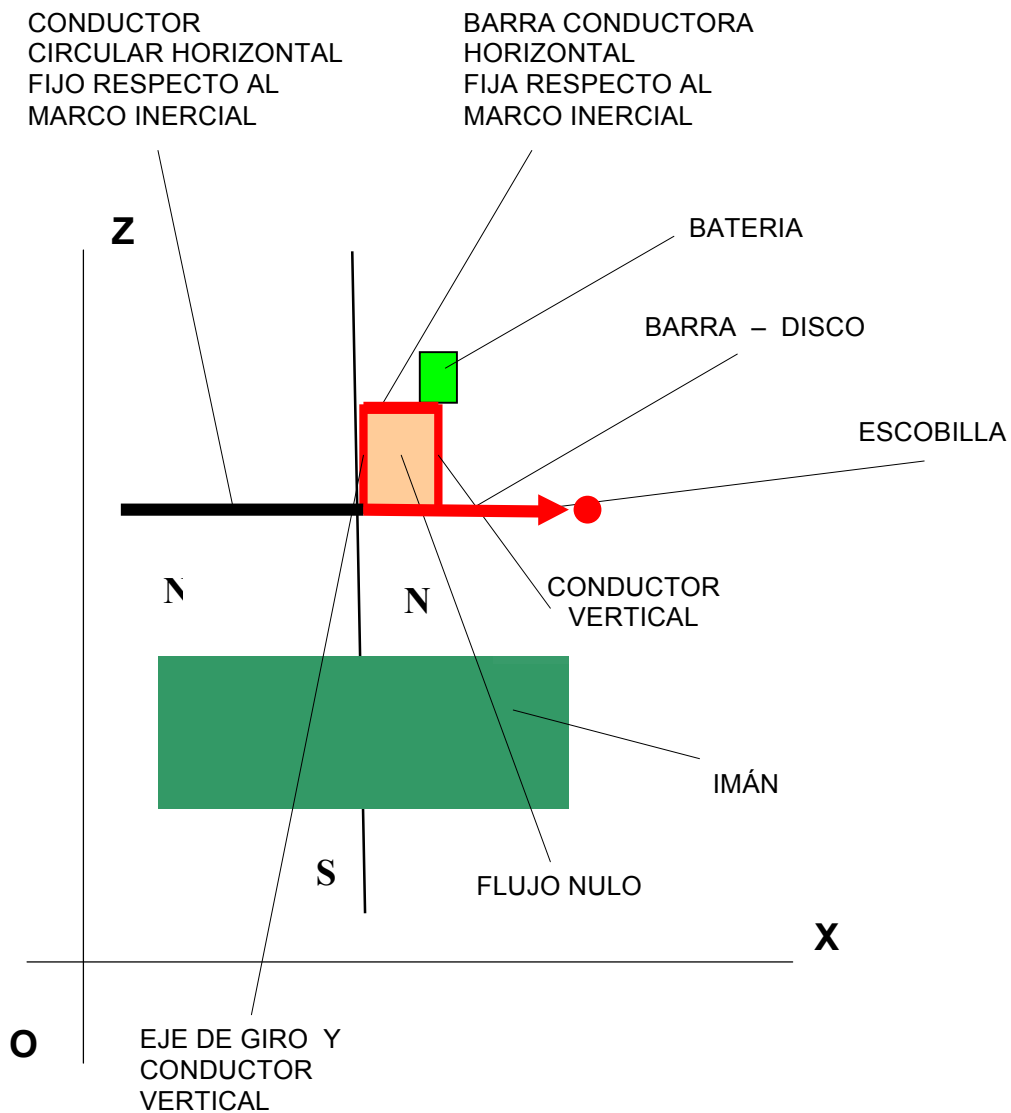


FIGURA B (proyección vertical)

Sobre el *conductor radial fijo* actúa la fuerza de LORENTZ $\mathbf{F}$, normal al mismo, y otra fuerza idéntica, actúa sobre la *barra-disco de FARADAY*, produciéndose *pares de fuerza* iguales y opuestos; sólo gira esta última, pues el *conductor radial* está fijo respecto al marco inercial **XYZ**. (ver Figuras **A** y **B**) A primera vista parece que se conserva el momento angular, tal como exige la Dinámica Clásica (DC), pero si se *blinda* respecto al campo magnético, el *conductor radial fijo*, deja de existir la fuerza de LORENTZ normal al mismo, pero el disco de FARADAY seguirá girando. Así es lícito afirmar que en este motor *no se conserva el momento angular*⁹. Si ambas barras radiales pudieran girar libremente tendrían dos discos de FARADAY, superpuestos, que giran en sentido inverso¹⁰. No hay *acción-reacción* entre ambos.

Asímismo, observando las Figuras **A** y **B**, se concluye que el *circuito*, para aplicar la *Ley de Inducción de FARADAY* o *regla del flujo*, consta de un *sector horizontal* (Fig. **A**) y un *rectángulo vertical* (Fig. **B**) (y en éste el flujo es *nulo*, por la simetría del sistema.) formando ambos un *diedro*. Además, la superficie del *rectángulo* puede reducirse a cero en el caso de que ambos conductores radiales fueran prácticamente coplanarios. Obviamente el resultado sería el mismo que el obtenido antes aplicando la "fuerza de LORENTZ"¹¹. Vistas así las cosas, el disco de FARADAY *no constituye una excepción a la regla del flujo*.

⁹ El profesor ALBERTO SERRA-VALLS en su libro, *El Motor Turbo Electrodinámico y la Nueva Ley de Inducción*, después de *blindar* el conductor externo, llega a la misma conclusión, pero no la acepta por parecerle "imposible".

¹⁰ *Vid. ibidem.* pp. 47–49 y pp. 55–56.

¹¹ *Ibidem.* pp. 44–47.

TRAYECTORIA NEWTONIANA

El estudio se centra en una *trayectoria elíptica* alrededor del Sol (según la DC). La aceleración tangencial es $dv/dt > 0$ cuando el movimiento es en dirección al *perihelio*, y es $dv/dt < 0$ cuando el astro se aleja hacia el *afelio* (ver ESQUEMA de la Fig. 1).

ESQUEMA

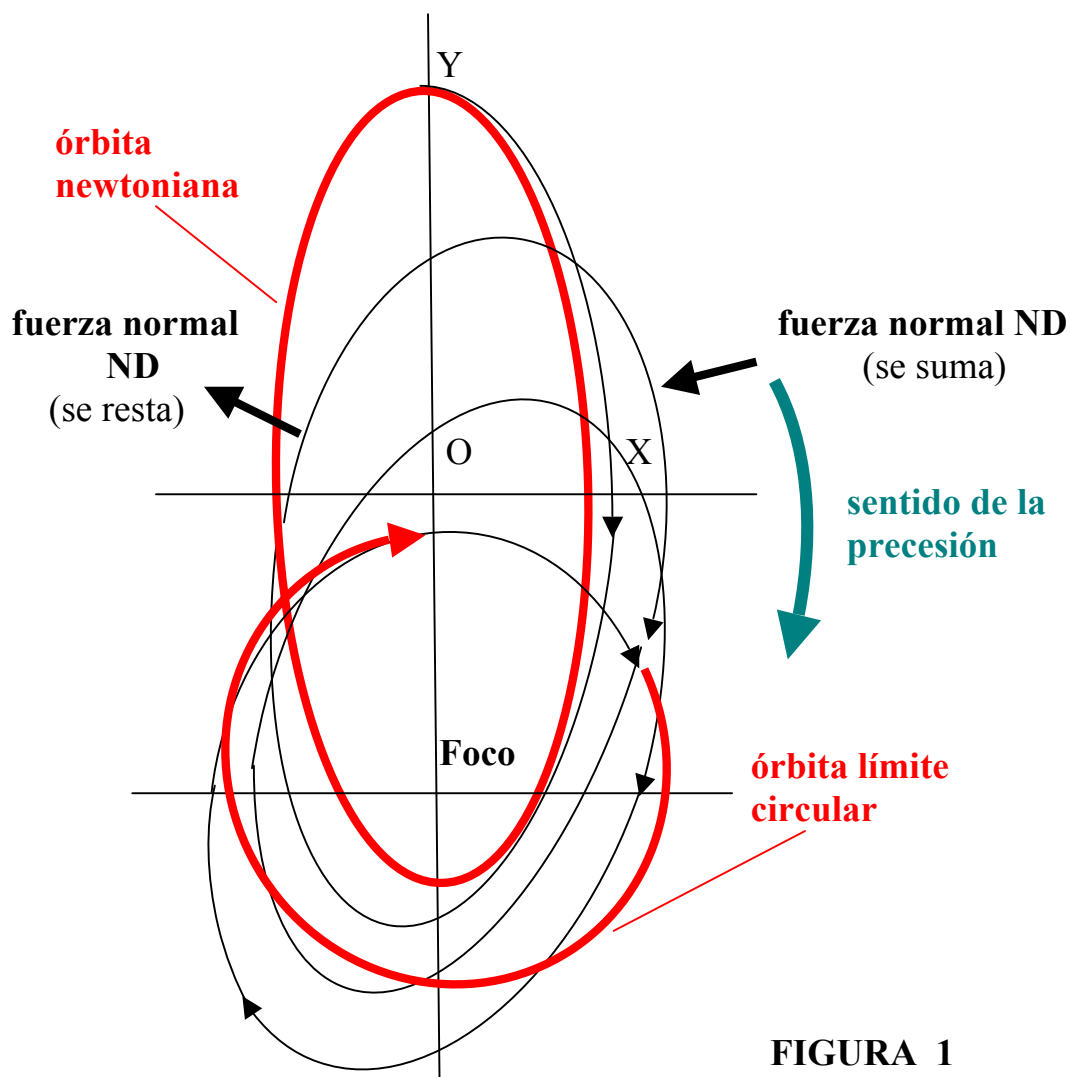


FIGURA 1

Sin embargo, a la luz de la ND¹², la fuerza total que actúa sobre el astro de masa m es:

$$\mathbf{F} = m\dot{\mathbf{v}}\mathbf{s} + \frac{1}{2}\dot{m}\mathbf{v} - m\frac{v^2}{\rho}\mathbf{n} - m\mathbf{v}\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\mathbf{n} - \frac{1}{2}\dot{m}\frac{v^2}{\dot{\rho}}\mathbf{n}$$

En el presente caso, siendo pequeña la aceleración dv/dt , se puede considerar *constante* la masa m , y la precedente expresión se reduce a:

$$\mathbf{F} = m\dot{\mathbf{v}}\mathbf{s} - m\frac{v^2}{\rho}\mathbf{n} - m\mathbf{v}\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\mathbf{n} \quad (1)$$

El último termino corresponde a la *fuerza normal suplementaria* de la ND, indicada en la Fig 1, causando la precesión de la trayectoria que, además, se deforma en cada ciclo hasta terminar, asintóticamente, en circunferencia estable. Esta fuerza se *suma* o *resta* de la correspondiente a la DC según sea dv/dt *positiva* o *negativa*, como se indica en (1) y en la Fig. 1.

¹² Vid. JUAN RIUS-CAMPS, *Dinámica de Sistemas Mecánicos Irreversibles..* Ed. ORDIS. Barcelona. (revisada, 2009).

PRECESIÓN DEL GIRÓSCOPO

El giróscopo, cuyo eje pivota en un punto fijo O en el plano horizontal OXY , referido a un *marco inercial* respecto al cual este punto está en reposo (y bajo la acción de la gravedad $\mathbf{g}$), precesiona alrededor del eje OZ (ver Fig. 1).

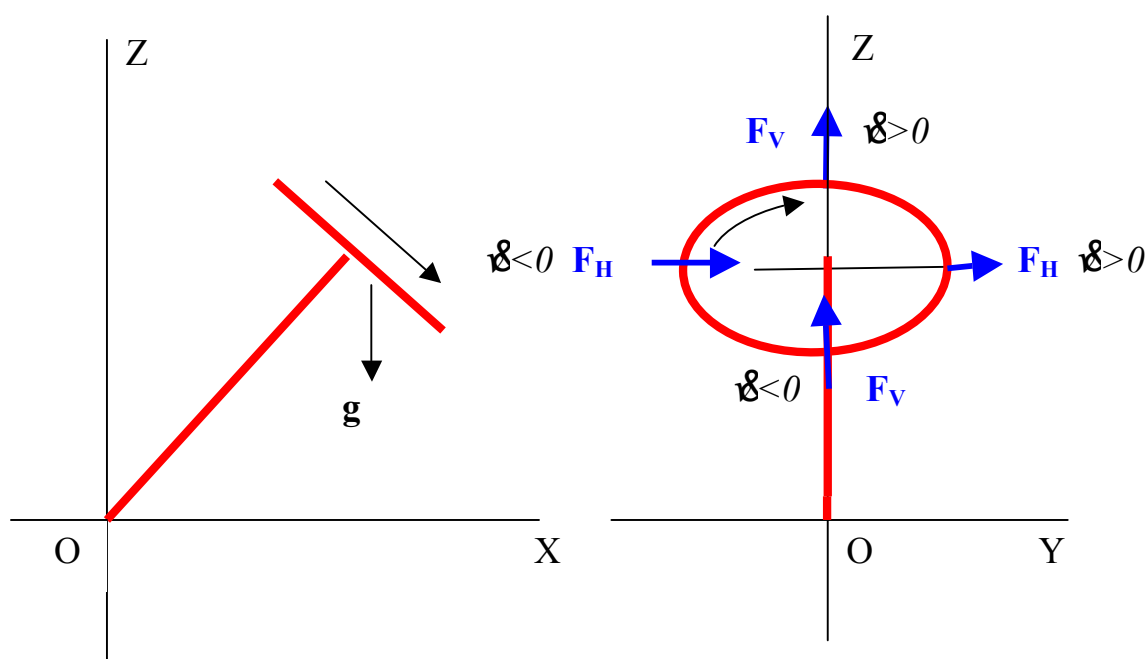


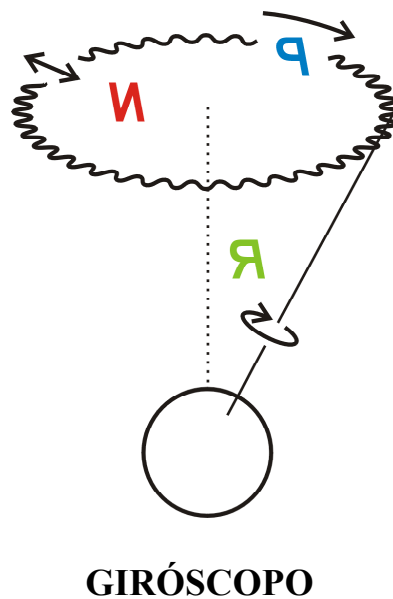
FIG. 1

Al estar sujeto a la gravedad $\mathbf{g}$ el giroscopo precesionará horizontalmente en el mismo sentido de giro. Si está fijo en la posición inicial de la figura y es soltado, comienza su caída con lo que la masa de la *derecha* del *anillo* sufre una aceleración tangencial $\vartheta > 0$ mientras que en la de la *izquierda* es $\vartheta < 0$. Este hecho origina las fuerzas horizontales $\mathbf{F}_H$ indicadas, debidas a la *aceleración normal suplementaria* de la ND¹³, que inician la precesión; pero este movimiento es causa, a su vez, de las aceleraciones $\vartheta > 0$ y $\vartheta < 0$ de las masa *superior* e *inferior* del *anillo*, respectivamente, que originan las fuerzas *verticales* $\mathbf{F}_V$; debidas también

¹³ Vid. JUAN RIUS-CAMPS. *Los Fundamentos Cosmológicos de la Mecánica y la Leyes Fundamentales de la Dinámica*. Anuario Filosófico. Vol. IX. 1976. Universidad de Navarra.

a la presencia de la *aceleración normal suplementaria*, que levantan el giróscopo impidiendo su caída

Al comenzar la precesión, a partir del inicio en reposo, tarda un tiempo en adquirir la *rotación estable*; aparece superpuesta una *nutación* que va disminuyendo, hasta desaparecer del todo, cuando el movimiento se estabiliza (ver Fig. 2).



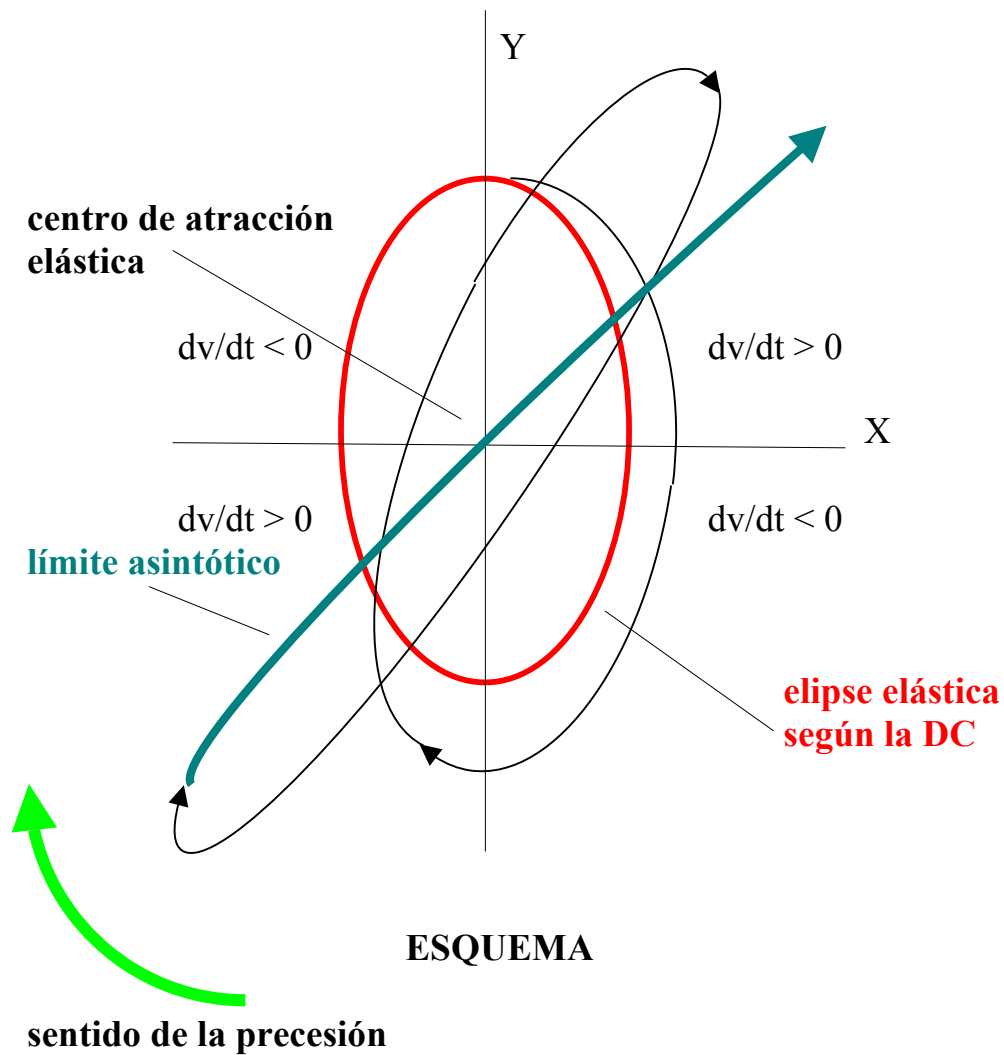
P = movimiento de precesión
 N = movimiento de nutación
 R = rotación del giróscopo

FIG. 2

NOTA

1. Se supone que la masa del *giróscopo* se concentra en su anillo.

TRAYECTORIA ELÁSTICA



Las fuerzas centrales elásticas son de la forma: $F = -Kmr$ siendo m la masa que recorre la trayectoria, K la *constante elástica* y r el *versor* en la dirección al centro de atracción. La aceleración tangencial dv/dt es positiva cuando la masa m se acerca al centro de atracción y negativa cuando se aleja (ver ESQUEMA).

En la ND la expresión de la fuerza central, en coordenadas polares, viene dada por:

$$\mathbf{F} = m(r\dot{\theta}^2 + r^2\ddot{\theta})\hat{r} + \frac{1}{2}\frac{\dot{m}}{\dot{r}}(r^2\dot{\theta}^2 + \dot{r}^2)\hat{r}$$

Y en el triedro inercial intrínseco su expresión es:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} - mv\frac{\dot{v}}{\dot{r}}\hat{n} + \frac{1}{2}\dot{m}v\hat{s} - \frac{1}{2}\dot{m}\frac{v^2}{\dot{r}}\hat{n}$$

En nuestro caso podemos considerar *constante* la masa m , y la última expresión se reduce a:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} - mv\frac{\dot{v}}{\dot{r}}\hat{n}$$

en la que el último término es la *fuerza normal* de la ND que se superpone a la $m\mathbf{a}$ de la DC. La trayectoria en esta ND ya no es una *elipse* sino que *precesiona asintóticamente* hacia la *oscilación recta* (ver EQUEMA).

LA EFICACIA DEL MARTILLO

El martillo es un instrumento tan antiguo como la Humanidad. ¿Por qué es tan eficaz en sus muy diversos usos? Según la Dinámica Clásica (DC) su funcionamiento es bien sencillo: al manejarlo adquiere energía cinética $(1/2)mv^2$ que en el momento del golpe debe transformarse en otro tipo de energía: térmica y elástica fundamentalmente, y así cumplir con el principio de conservación.. Para ilustrarlo mejor, podemos considerar el caso corriente de clavar un clavo grande, en una puerta de madera rústica, para unir las tablas con la estructura de la misma, atravesando ambos componentes, remachando después para mejor solidez. Es interesante observar con detalle esta última operación, pues el clavo sobresale unos centímetros y deberá ser doblado con los golpes del martillo, quedando perfectamente incrustado en la madera; pero no es suficiente para conseguir este fin, pues la cabeza del clavo queda sobresaliendo unos milímetros debido a retroceder por los golpes. Se hace necesaria la acción de otro operario con otro martillo, cogido con la mano por el acero y apoyando su parte plana sobre la cabeza del clavo, mientras por el otro lado es remachado con el primer martillo; el resultado es que tanto la parte torcida como la cabeza quedan totalmente empotradas en la madera. Para conseguir este resultado con una prensa, ésta debiera ejercer una presión sorprendentemente notable. La herrería Krupp, para forjar acero, diseñó el famoso martillo pilón, el "Bertha Krupp" que golpeaba y moldeaba el hierro al rojo vivo. Una prensa gigante no lo hubiera conseguido. Queda manifiesta la eficacia de esta, por demás sencilla, herramienta

A luz de la ND la explicación es como sigue: al no existir rebote elástico la energía cinética $(1/2)mv^2$ deberá cambiarse en calor, pero su transmisión es más lenta que el instante del golpe y para su conservación la única posibilidad es que la masa inercial m "aumente"; en la ND la masa ya no es una *constante*, puede variar con el tiempo t . La *fuerza total* viene dada por la expresión:

$$F = m\dot{v}s + \frac{1}{2}\dot{m}v - m\frac{v^2}{\rho}\mathbf{n} - mv\frac{\dot{v}}{\dot{\rho}}\mathbf{n} - \frac{1}{2}\dot{m}\frac{v^2}{\dot{\rho}}\mathbf{n}$$

En nuestro caso se puede considerar recta la trayectoria del martillo y se reduce a:

$$\mathbf{F} = m\dot{\mathbf{v}}s + \frac{1}{2}\dot{m}\mathbf{v}$$

en la que el segundo término corresponde a la *variación con el tiempo* de masa inercial que contempla la ND.

Lo que se puede designar como "*efecto martillo*" está también presente en el vuelo de muchos insectos, como el "abejorro" (*Bombus terrestris*), que se cita en las presentes pruebas.

ACELERACIÓN NORMAL SUPLEMENTARIA

$$a_n^*$$

SENTIDO CINEMÁTICO DE LA VELOCIDAD ANGULAR ω^*

1. Partimos de la trayectoria real de un punto material m , y para su estudio local utilizamos un referencial de inercia s , b , n , *intrínseco*. cuyos sentidos positivos vienen dados por el de la velocidad para s ; hacia la convexidad para n ; y por $b = s \times n$. Necesitamos considerar también la *evoluta* de la misma referida a los mismos ejes (ver Fig. 1, en el caso $dv/dt > 0$, y Fig. 2, en el caso $dv/dt < 0$).

Para explicar el sentido cinemático de la velocidad angular $\omega^* = dv/d\rho$, vamos a estudiar un elemento de trayectoria ds que se corresponde con el $d\rho$ de la *evoluta*; ambos están situados en el plano osculador (ver Fig. 1 cuando $dv/dt > 0$ y Fig. 2 cuando $dv/dt < 0$). Así pues, podemos considerar la trayectoria localmente plana y referida a una base inercial intrínseca de versores s , n , b , formada por la *tangente*, la *normal* y la *binormal*. El arco ds de trayectoria, está determinado por los puntos A , B , y el $d\rho$ de la *evoluta*, por sus homólogos A , B .

La velocidad de la partícula en A , es v , y en B , $v+dv$. Los radios de curvatura en estos puntos son: $\rho+d\rho$ y ρ . El ángulo girado por el radio de curvatura al pasar de A a B es:

$$d\theta = ds/\rho$$

y la correspondiente velocidad angular será:

$$\omega = d\theta/dt \quad (\text{con } \omega = \omega b)$$

También se puede escribir: $\omega = v/\rho$, que no depende, obviamente, de dv ni de $d\rho$. Al calcular la aceleración centrípeta llegamos a su expresión:

$$\mathbf{a}_c = (-v^2/\rho)\mathbf{n} \quad (1)$$

en la que no se consideran los incrementos dv , $d\rho$, pues no le afectan. Es el resultado de sustituir el ds de trayectoria por el correspondiente en círculo osculador en el punto. Sin embargo si observamos con detalle la *trayectoria real*, ésta viene caracterizada por tener una *evoluta* bien determinada (ver Fig. 1 y Fig. 2). Al prescindir de dv , en el estudio de la aceleración centrípeta, significa que partiendo del punto A llegamos al B' , pero no al punto real B ; y lo mismo cabe decir de sus homólogos centros de curvatura: el A está situado en la *evoluta*, por ser el punto de partida, pero el B' está situado fuera de la *evoluta* real (ver Fig. 1 y Fig. 2), cuyo punto es el B . Es evidente que la aceleración centrípeta está correctamente determinada, pero también resulta claro que el arco de *evoluta* $d\rho$ debe coincidir con el determinado por los puntos A , B de las figuras, y no por los A , B' , como sucede al prescindir de dv y de $d\rho$. Para corregir esta deficiencia será necesario girar AB' un ángulo:

$$d\theta^* = BB'/d\rho$$

para que coincida con $d\rho$ de la *evoluta real*, con una velocidad angular *finita* (ver Fig. 1 y Fig. 2) cuyo módulo viene dado por:

$$(BB'/d\rho)/dt = (d^2s/d\rho)/dt = dv/d\rho = d\theta^*/dt = \omega^*$$

Esta velocidad angular indica que la simplificación de sustituir, en cada punto, la trayectoria por el círculo osculador, lleva implícita la necesidad de girar el *arco de evoluta*, con velocidad angular ω^* , para que coincida con el *arco real*. Pero este *arco* AB' de *evoluta* debe ser *normal* al homólogo AB'' de la *trayectoria*, girado también $d\theta^*$ respecto al inicial AB (ver Fig. 1 y Fig. 2). Será preciso girar este arco AB' de *evoluta* un ángulo $d\theta^*$, en el *mismo sentido* cuando $dv/dt > 0$ y en sentido *opuesto* cuando $dv/dt < 0$, para que coincida con el *real* AB , y lo mismo en la *trayectoria*.

Consecuencia de esto es que el radio de curvatura ρ se incrementa en el diferencial de segundo orden:

$$B'B'' = dsd\theta^* \quad (\text{con } dv/dt > 0)$$

$$B'B'' = -dsd\theta^* \quad (\text{con } dv/dt < 0)$$

del que resulta una *aceleración normal adicional*:

$a_\rho^* = B'B''/dt^2 = dsd\theta^*/dt^2 = v\omega^* \quad (\text{con } dv/dt > 0)$ $a_\rho^* = B'B''/dt^2 = -dsd\theta^*/dt^2 = -v\omega^* \quad (\text{con } dv/dt < 0)$

superpuesta a la *aceleración centrípeta* $a_\rho = -v^2/\rho = -v\omega$ (1). Así pues, la *aceleración normal total* será:

$$\begin{aligned} a_\rho + a_\rho^* &= -v(\omega - \omega^*) = -v(\omega - \omega^*) \\ a_\rho + a_\rho^* &= -v(\omega + \omega^*) = -v(\omega + \omega^*) \end{aligned} \quad (2)$$

en los dos casos posibles.

La *aceleración tangencial* $a_s = dv/dt$ evidentemente no cambia. A partir de (2) podemos escribir la *aceleración total* en forma vectorial:

$$\begin{aligned} a_s \mathbf{s} + a_\rho \mathbf{n} + a_\rho^* \mathbf{n} &= \mathbf{a} + v\omega^* \mathbf{n} = \mathbf{a} - \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^* \\ a_s \mathbf{s} + a_\rho \mathbf{n} + a_\rho^* \mathbf{n} &= \mathbf{a} - v\omega^* \mathbf{n} = \mathbf{a} + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^* \end{aligned} \quad (3)$$

respectivamente.

2. Ahora, desde el punto de vista dinámico, si deseamos calcular correctamente la *fuerza total*, debemos considerar la *aceleración normal* dada por (2). La expresión de la correspondiente *fuerza normal* será:

$$\mathbf{f}_n = -mv(\omega - \omega^*)\mathbf{n} = m\mathbf{v} \times (\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}^*) \quad (\text{con } dv/dt > 0)$$

y

$$\mathbf{f}_n = -mv(\omega + \omega^*)\mathbf{n} = m\mathbf{v} \times (\boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{\omega}^*) \quad (\text{con } dv/dt < 0)$$

según las dos posibilidades.

Finalmente, a partir de las expresiones (3), la *fuerza total* que actúa sobre la masa partícula m es:

$$\mathbf{f} = m(\mathbf{a} \pm \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*)$$

(4)

que es isomórfica con la “Fuerza de LORENTZ” del electromagnetismo:

La velocidad angular $\boldsymbol{\omega}^*$ es *nula* cuando la trayectoria es una circunferencia o bien la velocidad v es *constante*, como se puede observar en las Figuras 1, 2, 1', 2'. Sorprendente resultado; más todavía si tenemos en cuenta que la expresión de la “Fuerza de LORENTZ” es exclusivamente experimental. Además, en el triedro de FRENET el módulo v de la velocidad es siempre *positivo* en el *sentido* en que se mueve la partícula. Sabemos que mientras el móvil describe la trayectoria el centro de curvatura describe la *evoluta*; en esta última el signo de $d\rho$ es también *siempre positivo*. Al invertir el sentido de recorrido *cambia el sentido los versores $\mathbf{s}$ y $\mathbf{b}$* en el triedro de referencia; así $\mathbf{v} = v\mathbf{s}$ pero dv se cambia en $-dv$ con $(-dv/d\rho)\mathbf{b} = -\boldsymbol{\omega}^*$. El resultado de que ahora la *aceleración normal suplementaria*:

$$a_{\rho}^* = B'B''/dt^2 = dsdv/dt = v\omega^*$$

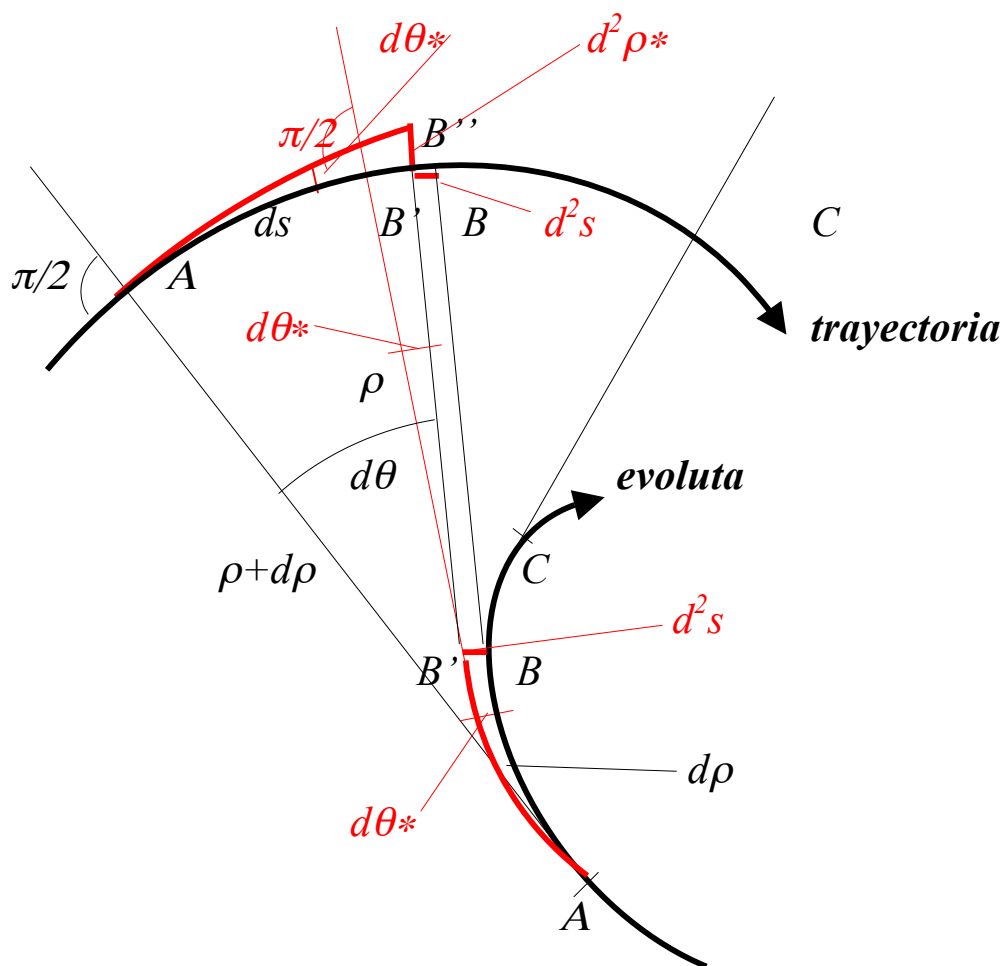
pasa a ser:

$$a_{\rho}^* = B'B''/dt^2 = ds(-dv/dt) = -v\omega^*$$

inversa a la precedente al cambiar el sentido del movimiento (ver expresiones (2) y (3) y Figs. 1, 2 y 1', 2' al final).

En consecuencia, si un punto material describe una determinada trayectoria y se *invierte el sentido de recorrido*, ésta resulta inalterada en el marco de la DC; es ***reversible***. Sin embargo no sucede lo mismo en la ND, pues la trayectoria de “vuelta” ya no coincidirá con la de “ida”; es ***irreversible***.

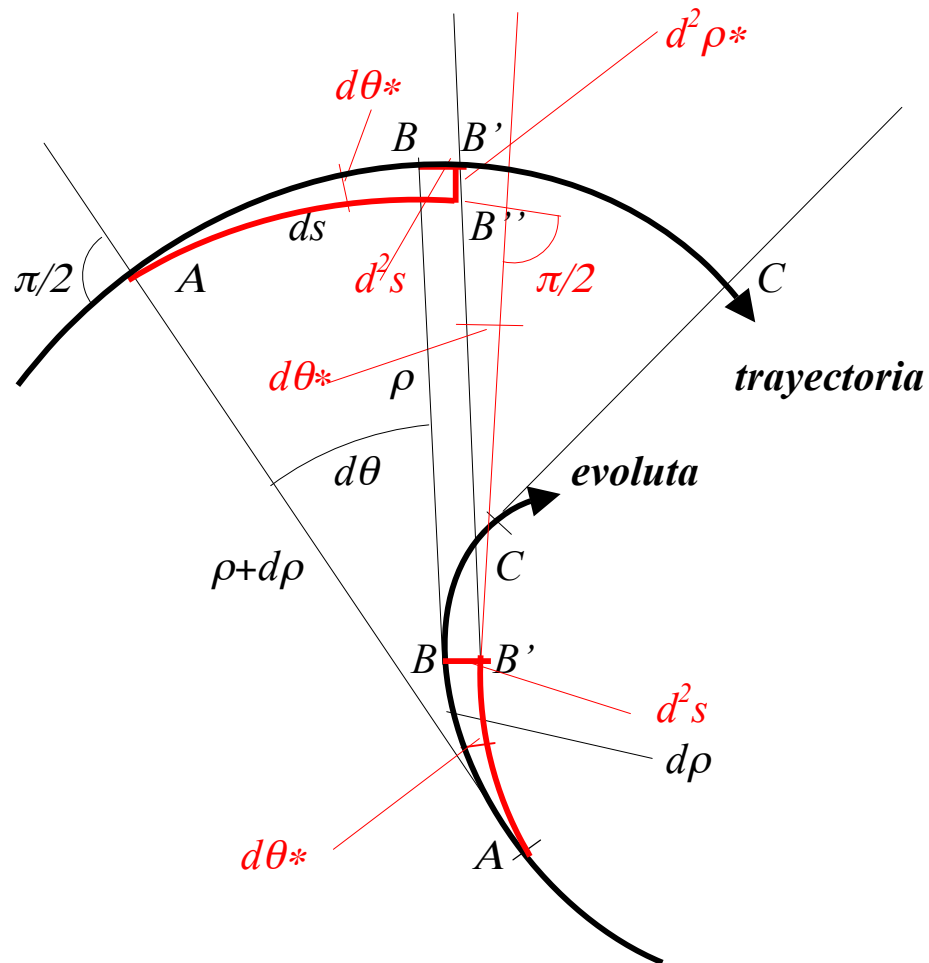
La ***irrevesibilidad*** en ***Termodinámica***; el ***CAOS***, descubierto en muchos fenómenos físicos; etc. es consecuencia de dicha ***irreversibilidad***.



Aceleración Normal Suplementaria (cuando $dv/dt < 0$)

$$a_n^* = d^2\rho^*/dt^2$$

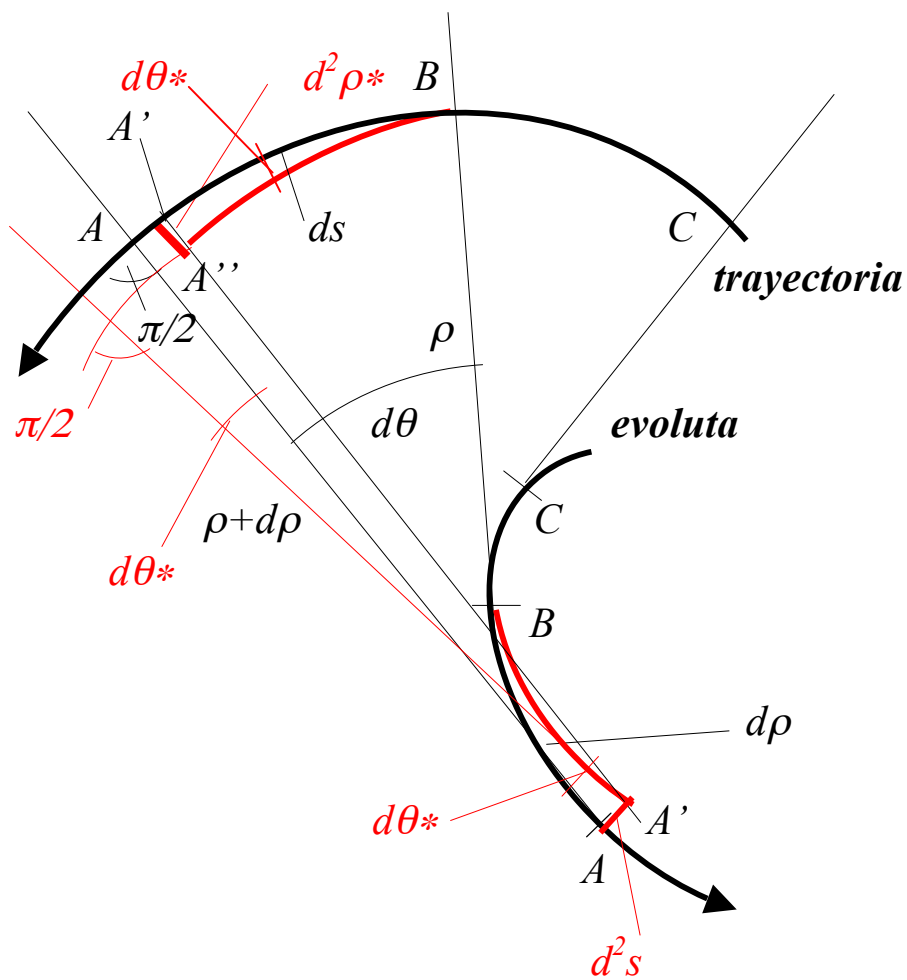
FIG. 1



Aceleración Normal Suplementaria (cuando $dv/dt > 0$)

$$a_n^* = d^2\rho^*/dt^2$$

FIG. 2



Aceleración Normal Suplementaria
(en recorrido inverso, siendo ahora $dv/dt < 0$)

$$a_n^* = d^2\rho^*/dt^2$$

FIG. 1'

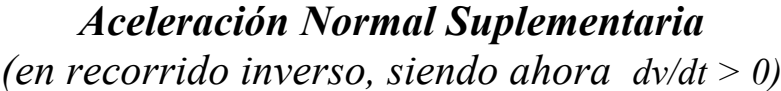


FIG. 2'

ESTUDIO DE LA EXPRESIÓN DE LA FUERZA EN LA NUEVA DINÁMICA (ND)

1. A modo de introducción cabe decir que en esta ND no podemos partir ya de la “Ecuación Fundamental” newtoniana, que nos daba la expresión de la fuerza, pues sólo será válida en casos muy singulares, como consecuencia de la precedente crítica. Sin embargo, para construir la ND debemos sentar un punto de partida que nos permita elaborar la nueva teoría; la DC vendrá a ser un caso particular de ésta. Este punto de arranque, en el marco de las *Tres Leyes Fundamentales*, es la afirmación de que la energía cinética de un sistema de puntos materiales viene dada por la expresión:

$$U_c = (1/2)mv^2$$

siendo m la masa total del sistema y v la velocidad media cuadrática del mismo. Esta energía es la suma de las energías cinéticas de cada una de las partículas del sistema, que satisfacen expresiones análogas. No contemplamos aquí problemas relativistas en que intervienen elevadas velocidades. Como veremos más adelante, la masa del sistema en esta ND ya no es necesariamente una constante, sino que será, en general, función del tiempo. Normalmente, y mientras no se especifique de modo expreso, supondremos referido el sistema a un marco de coordenadas cartesiano e inercial.

En DC la energía potencial que posee un sistema se dice conservativa si sólo depende de la posición de las partículas, es decir, es independiente del tiempo. Esta energía no se puede escribir, en general, como suma de las energías potenciales de cada partícula –como sucede con la energía cinética total– : su expresión es global, al depender de la posición de todas las masas del sistema, sin posibilidad de asignar a cada una de ellas una energía potencial que dependa exclusivamente de su posición. Sin embargo, sí es posible dar a cada partícula una energía potencial que sea función de su posición y del tiempo; para ello bastará poner en función del tiempo las coordenadas y las velocidades de los demás cuerpos en la expresión de la energía total. En un sistema energética-mente cerrado, para cada partícula m_i –si designamos por

$U_{pi}(P_i, t)$ su energía potencial y por $U_{ci}(P_i, t) = (1/2)m_i v_i^2$ su energía cinética— podemos escribir en virtud de la *Primera Ley Fundamental*:

$$U_{ci}(P_i) + U_{pi}(P_i, t) = C_i (i = 1, 2, 3, \dots, n) \quad (1)$$

en que,

$$U_{pi}(P_i, t) = \sum_j U_{cjl}[P_j(t)] + U_p^{(i)}[P_i, P_1(t), P_2(t), P_{i-1}(t), P_{i+1}(t), \dots, P_n(t)]$$

Y el sumatorio se extiende a todas las variables excepto la (i) . Para el sistema de n partículas m_i , y sumando en los dos miembros de (1), resultará:

$$\sum_{i=1}^n U_{ci}(P_i) + U_{pi}(P_i, t) = U_c + \sum_{i=1}^n U_{pi}(P_i, t) =$$

$$U_c + U_p = C$$

que expresa la conservación de la energía del sistema, como era de esperar. Notemos que en la expresión: $U_{ci}(P_i) = (1/2)m_i v_i^2$ es siempre $v_i = v(P_i)$, pues la velocidad implica, por su propia naturaleza, cambiar de lugar, y es por tanto función de la posición de la partícula, salvo casos triviales en que no se pueda establecer esta relación funcional. También será siempre posible poner la posición en función del tiempo, pero es preciso distinguir y recalcar que aquí el tiempo es un simple parámetro, mediante el que expresamos las variables posicionales, y no una variable independiente como lo es en la energía potencial no conservativa: $U_{pi}(P_i, t)$. Con esas reflexiones a la vista, podemos escribir la (1) en la forma:

$$U_{ci}(P_i) + U_{pi}(P_i, t) = C_i \Rightarrow (1/2)m_i v_i^2 + U_{pi}(P_i, t) = C_i \quad (2)$$

y resulta la paradoja de que $U_{pi}(P_i, t)$ la podemos escribir en función de la posición P_i e independiente del tiempo. La única solución será que, en general, la masa m_i no la podremos considerar constante en esta ND, sino que deberá ser:

$$m_i = m_i(t)$$

con lo que obviamente es $(1/2)m_i(t)v_i^2 = U_{ci}(P_i, t)$. Está claro que esta conclusión es de la mayor importancia.

2. Estamos ya en condiciones de hallar la expresión de la fuerza que actúa sobre una partícula de masa m que describe una trayectoria referida a un marco inercial; para mayor sencillez y claridad expositiva comenzaremos por un caso idealizado en que la masa es constante y, en consecuencia, el potencial es conservativo. Puesto que se trata de un sistema cerrado, por la *Primera Ley Fundamental* se verifica:

$$(1/2)m_0v^2 + U_p(P) = C$$

en la que es $v = v(P)$ y $m = m_0 = \text{constante}$. La partícula describe una determinada *trayectoria* y, conocida ésta, su energía cinética depende de una *única variable* que nos determina su posición sobre la misma; por ejemplo: el arco recorrido a partir de un punto origen, el radio de curvatura en cada punto, etc., es decir, se trata de variables *intrínsecas*. Así pues, el estudio que hacemos de la *fuerza*, que actúa sobre la partícula al describir esta trayectoria, es *local*. Supondremos un arco diferencial situado en el *plano osculador* en el punto P ; de esta forma, y sin pérdida de generalidad, podemos considerar la trayectoria como localmente plana y utilizaremos como referencial el triedro de FRENET, cuyos vectores unitarios o *versores* son: $\mathbf{s}$, $\mathbf{n}$, $\mathbf{b}$, según la tangente, la normal y la binormal, respectivamente. Se eligen como sentidos positivos: el de la velocidad de la partícula para $\mathbf{s}$, el dirigido hacia la convexidad de la trayectoria para $\mathbf{n}$, y para $\mathbf{b}$ el dextrógiro tal que:

$$\mathbf{b} = \mathbf{s} \times \mathbf{n} \quad (3)$$

En estas condiciones definimos la fuerza, según una variable x de la que depende *toda* la energía cinética U_c de la partícula, así:

$$\mathbf{F}_x = (dU_c / dx)\mathbf{x}$$

(4)

siendo $\mathbf{x}$ el correspondiente *versor*.

Si aplicamos esta definición a las variables intrínsecas: arco de trayectoria s y radio de curvatura ρ , en el caso particular de ser $m = m_0 = \text{constante}$ tendremos respectivamente:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_s &= (dU_c/ds)\mathbf{s} = (m_0 v dv/ds)\mathbf{s} = (m_0 dv/dt)\mathbf{s} \\ \mathbf{f}_\rho &= (dU_c/d\rho)\mathbf{n} = (m_0 v dv/d\rho)\mathbf{n} \end{aligned} \quad (5)$$

puesto que la variación del radio de curvatura es según $\mathbf{n}$. Estas dos fuerzas dependen de cómo varía la energía cinética, y en este sentido no existen más, pues sólo podemos considerar dos variables intrínsecas en una trayectoria plana. Sin embargo, debemos tomar en consideración, además, la *fuerza centrípeta* de la DC, que no está incluida en $\mathbf{f}_\rho$, pues no depende de la variación de la energía cinética sino de su valor:

$$m_0 \mathbf{a}_n = -m_0 (v^2/\rho)\mathbf{n} = -(2U_c/\rho)\mathbf{n}$$

La *fuerza total* que actúa sobre m_0 será la resultante de estas tres:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_o &= \mathbf{f}_s + m_0 \mathbf{a}_n + \mathbf{f}_\rho = m_0 \mathbf{a} + \mathbf{f}_\rho = \\ &= m_0 \mathbf{a} + (m_0 v (dv/d\rho))\mathbf{n} \end{aligned} \quad (6)$$

En que el *sentido positivo* de $\mathbf{n}$, se ha elegido hacia la *convexidad* de la trayectoria.

Podemos dar otra expresión para la fuerza $\mathbf{f}_\rho$ (5) escribiendo:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_\rho &= (m_0 v dv/d\rho)\mathbf{n} = (m_0 dv/d\rho)\mathbf{b} \times \mathbf{v}s = \\ &= -\mathbf{v} \times (m_0 dv/d\rho)\mathbf{b} \end{aligned}$$

puesto que, por la (3), es $\mathbf{n} = \mathbf{b} \times \mathbf{s}$. Por tener $dv/d\rho$ las dimensiones de una velocidad angular, podemos definirla así:

$$\omega^* = (dv/d\rho)b \quad (7)$$

con lo que:

$$\begin{aligned} f_\rho &= -m_o v \times \omega^* & (\text{con } v > 0) \\ f_\rho &= +m_o v \times \omega^* & (\text{con } v < 0) \end{aligned}$$

y de la (6) resulta:

$$\begin{aligned} f_o &= m_o a \pm m_o v \times \omega^* = \\ &= m_o (a \pm v \times \omega^*) \end{aligned} \quad (8)$$

que son *isomórficas* con la “Fuerza de LORENTZ” del electromagnetismo:

$$f_{em} = q(E_{em} + v \times B_{em})$$

Sorprendente resultado; más todavía si tenemos en cuenta que la expresión de la “Fuerza de LORENTZ” es exclusivamente experimental. Además, en el triedro de FRENET el valor v de la velocidad es siempre *positivo* en el *sentido* en que se mueve la partícula. Sabemos que mientras el móvil describe la trayectoria el centro de curvatura describe la *evoluta*; en esta última el signo de $d\rho$ es asimismo *positivo*, pues su sentido se invierte cuando se invierte en la trayectoria. Sin embargo cambia el *sentido* del producto vectorial $v \times \omega^* = s \times b v \omega^* = s \times b v dv/d\rho$ pues se invierte el signo de dv y el de $d\rho$ *resulta inalterado* (los *versores* b y s en el triedro de FRENET invierten ambos su sentido al invertir el recorrido; ver los dos casos posibles en Figs. 1, 2', y 1', 2, respectivamente, en las pp. 62 – 65). En consecuencia, si un punto material describe una determinada trayectoria y se *invierte* el sentido de recorrido, ésta resulta *irreversible* en el marco de la ND, mientras es *reversible* en DC. Así la expresión (8), según sea el *signo* de dv/dt , será:

$$\begin{aligned} f_o &= m_o a \pm m_o v \times \omega^* = \\ &= m_o (a \pm v \times \omega^*) \end{aligned} \quad (8)$$

El **CAOS**, descubierto en muchos fenómenos físicos, es consecuencia de dicha **irreversibilidad**.

3. Vamos a estudiar ahora el caso en que sea $m = m(t)$, es decir, aquél en que se verifica la (4):

$$U_c(P, t) + U_p(P, t) = (1/2)mv^2 + U_p(P, t) = C \quad (9)$$

Mantenemos la misma definición dada en (4) para la fuerza que actúa sobre m dependiente de $U_c(P, t)$. Simplemente tomaremos en consideración que la energía cinética dependerá de la posición y del tiempo, tal como queda reflejado en (9). Determinaremos ahora las fuerzas actuantes sobre m siguiendo el precedente proceso. Tendremos:

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_s &= (dU_c/ds)\mathbf{s} = (mvdv/ds)\mathbf{s} + (1/2)(dm/ds)v^2\mathbf{s} = \\ &= (mdv/dt)\mathbf{s} + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} \end{aligned}$$

$$\mathbf{f}_\rho = (dU_c/d\rho)\mathbf{n} = (mvdv/d\rho)\mathbf{n} + (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{n}$$

y análogamente la fuerza total sobre m ahora será:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= m\mathbf{a} + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} + \mathbf{f}_\rho = \\ &= m\mathbf{a} + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} + (mvdv/d\rho)\mathbf{n} + (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{n} \end{aligned} \quad (10)$$

y teniendo a la vista (8) podemos escribir:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= m(\mathbf{a} + \mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}^*) + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} + (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{n} = \\ &= \mathbf{f}_o + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} + (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{n} = \\ &= \mathbf{f}_o + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} - (1/2)(dm/d\rho)v^2\mathbf{s} \times \mathbf{b} = \\ &= \mathbf{f}_o + (1/2)(dm/dt)v\mathbf{s} - \mathbf{v} \times (1/2)(dm/d\rho)v\mathbf{b} \end{aligned}$$

De modo análogo al precedente caso en que $m = m_0 = \text{constante}$, se puede poner:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= (1/m)[\mathbf{f}_o + (1/2)(dm/dt)\mathbf{v}s] \\ \mathbf{B} &= -(1/m)(1/2)(dm/d\rho)\mathbf{v}\mathbf{b} \end{aligned} \quad (11)$$

y resulta:

$$\mathbf{f} = m(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

En que dm *no cambia de signo* al invertir el sentido de recorrido, pues es independiente de la posición: $m = m(t)$. Asimismo el término $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ tampoco *cambia de sentido*, pues $d\rho$ mantiene asimismo su signo. En consecuencia, en (11) solamente $\mathbf{f}_o$ varía su sentido (como en el precedente caso) y la trayectoria sigue siendo *irreversible*.

La (11) es totalmente paralela a la (8). A partir de ésta, y con algunas hipótesis complementarias, se deducen para esta ND ecuaciones *isomórficas* con las de MAXWELL, que rigen todo el electromagnetismo, y que se expondrán en el capítulo siguiente. En esta ND las fuerzas (11) ya no son *invariantes* respecto a las “transformaciones de GALILEO”, de forma análoga a lo que sucede con las fuerzas electromagnéticas.

En otro estudio¹⁴ se expone, de forma totalmente distinta, la *irreversibilidad* de los sistemas mecánicos en general que, como ya se ha visto, pertenece a la esencia de esta ND, y que hemos venido en llamar *Segunda Ley Fundamental*. Se trata de establecer una *función de estado* del sistema mecánico, que denominaremos *entropía mecánica* del mismo, que nos permita estudiar las posibles situaciones de *equilibrio estable* alcanzables.

¹⁴ JUAN RIUS-CAMPS, *Formulación Mecánica de la Entropía de un Sistema*. Barcelona. 19996.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN	p. 5
NUEVA DINÁMICA (ND)	
PRUEBAS EXPERIMENTALES	p. 6
Entre otras se recogen:	
"El vuelo del abejorro"	p. 11
Creación y destrucción de <i>momento angular</i>	p. 15
Propulsor lineal sin reacción (PLSR)	p. 23
EL PROBLEMA DE LOS DOS CUERPOS	p. 33
EL VUELO DEL COLIBRÍ	p. 37
EQUILIBRIO DE LA BICICLETA	p. 39
DISCO-ESPIRAL DE FARADAY	p. 41
TRAYECTORIA NEWTONIANA	p. 47
PRECESIÓN DEL GIRÓSCOPO	p. 49
TRAYECTORIA ELÁSTICA	p. 51
LA EFICACIA DEL MARTILLO	p. 53
ACELERACIÓN NORMAL SUPLEMENTARIA (ANS)	p. 55
ESTUDIO DE LA EXPRESIÓN DE LA FUERZA EN LA ND	p. 64

R.P.I. N° B-1729-10
31-3-2010

Juan RIUS – CAMPS

Doctor Arquitecto,
Ex profesor de la UNIVERSIDAD DE NAVARRA.
Miembro de la REAL SOCIEDAD ESPAÑOLA DE FISICA.

Dirección:

Gran Vía de Carlos III, 59, 2º, 4ª,
08028, BARCELONA.

E-mail jsriuscamps@coac.net

E-mail john@irrevresiblesystems.com

Página web: irreversiblesystems.com

T. 933 301 069
móvil 659 275 089

BARCELONA, 19 de Marzo de 2010

