

# Mitigación de basura espacial con amarras electrodinámicas auto-equilibradas

J. Peláez and M. Sanjurjo

Grupo de Dinámica de Tethers (GDT)

Dept. de Física Aplicada a la Ingeniería Aeronáutica

Universidad Politécnica de Madrid (UPM), Madrid, 28040, Spain

E-mail: j.pelaez@upm.es, m.sanjurjo@upm.es

## Resumen

Las amarras electrodinámicas auto-equilibradas (SBET, en siglas anglosajonas) pueden de-orbitar objetos en órbitas bajas terrestres (LEO). Aproximadamente, el 98 % de la basura espacial se concentra en 1500 masas de más de 100 kg. De-orbitar alguno de esos objetos disminuiría de forma considerable la población de basura espacial. Las amarras electrodinámicas (ET, en siglas inglesas) son capaces de ejercer resistencia electrodinámica en alturas donde la resistencia aerodinámica es despreciable (p.ej., 2000 km). Esta generación de resistencia es fiable, más económica que otras soluciones y permite de-orbitar satélites al final de su vida útil, así como otros deshechos espaciales.

Los ET no utilizan propulsante para llevar a cabo su misión; antes al contrario, pueden recuperar una parte significativa de la energía orbital de la basura espacial de-orbitada durante el proceso, si esta opción se considera aconsejable. Estas ventajas de las amarras electrodinámicas hacen que, probablemente, jueguen un papel decisivo en el de-orbitado de satélites en un futuro próximo. Las inestabilidades dinámicas que, en órbitas no ecuatoriales, afectan al movimiento de actitud del ET se han eliminado, desde un punto de vista práctico, con el concepto SBET.

## 1. Introducción

La población actual de basura espacial, que aumenta constantemente, da lugar a riesgos significativos en las operaciones espaciales. En el futuro, dichos riesgos serán inaceptables. Dado que la mayor parte de la basura espacial son objetos inactivos, es necesaria la eliminación activa de los mismos. El 98 % de la masa de basura espacial está concentrada

en aproximadamente 1500 objetos con masas superiores a los 100 kg. El riesgo principal que implican estos objetos — además de la colisión — es su eventual fragmentación en un gran número de pequeños residuos. De-orbitar algunos de estos objetos reduciría considerablemente la masa total de la población de basura espacial, al evitar la siempre peligrosa fragmentación.

Únicamente una pequeña parte de la basura espacial posee dispositivos de de-orbitado. Los desechos espaciales de mayor masa son vehículos espaciales inactivos, que se encuentran intactos o casi intactos. Las amarras electrodinámicas (ET) pueden ser usadas para la eliminación de basura orbital activa o inactiva del espacio. Estos dispositivos son capaces de ejercer resistencia electrodinámica en alturas donde la resistencia aerodinámica es despreciable (p.ej., 2000 km). Esta producción de resistencia es fiable, más económica que otras soluciones y puede usarse para de-orbitar satélites al final de su vida útil (así como otros tipos de basura espacial). Las amarras electrodinámicas no utilizan propulsante para el de-orbitado de basura espacial; más bien al contrario, pueden recuperar una parte significativa de la energía orbital de la basura espacial de-orbitada durante el proceso, si esta opción se considera aconsejable. Estas relevantes ventajas de las amarras electrodinámicas hacen que probablemente jueguen un papel decisivo en el de-orbitado de satélites en un futuro próximo.

No obstante, cualquier ET se ve afectada por una inestabilidad dinámica que termina por bombear de manera continua energía de origen electromagnético en el movimiento de actitud de la amarra (véase [1, 2, 3, 4]). La inestabilidad aparece cuando la inclinación orbital es distinta de cero, para cualquier configuración de amarra electrodinámica y para cualquier régimen de funcionamiento, independientemente del modelo (rígido o flexible) utilizado para describir la dinámica de la amarra. Depende del par de Lorentz introducido por las fuerzas electrodinámicas en el centro de masas, y aumenta con la intensidad de corriente. Por tanto, parece apropiado centrarse en las amarras desnudas (*bare tethers*, en la nomenclatura anglosajona) dado que producen las mayores intensidades de corriente [5].

## 2. El concepto de amarra electrodinámica auto-equilibrada (SBET)

Recientemente, se ha introducido un nuevo concepto en esta materia: las amarras electrodinámicas auto-equilibradas (SBET) (véase [6, 7, 8, 9]). Este concepto aprovecha convenientemente las propiedades del perfil de corriente del cable, especialmente en el caso de las amarras desnudas. En una SBET, el par de Lorentz respecto al centro de masas del sistema se anula (o resulta despreciable) incluso para altas intensidades de corriente. La condición de equilibrado se obtiene mediante un ajuste apropiado de la distribución de masas del sistema, y proporciona (en primera aproximación) un par de

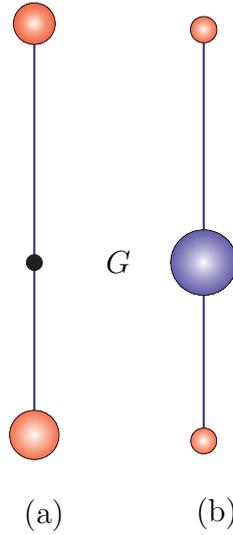


Figura 1.— Sendas configuraciones SBET

Lorentz independiente de la corriente del cable. Esta es la clave del concepto: la beneficiosa combinación de altas intensidades de corriente en la amarra con valores muy pequeños del par de Lorentz.

La condición de equilibrado determina el ángulo másico  $\phi$  (véase [6]) y, por lo tanto, la distribución de masa entre ambas masas extremas. En su concepción original, el satélite se divide en dos partes que se separarán cuando se inicie el despliegue de la amarra espacial.

Ambas partes han de tener masas proporcionadas por la condición de equilibrado (esquema (a) en Fig. 1). Si no es posible dividir el satélite de esta forma, el concepto puede ser aplicado seleccionando dos masas, a ser posible pequeñas, de acuerdo con la condición de equilibrado y desplegando dos segmentos de cable: uno hacia arriba y otro hacia abajo (esquema (b) en Fig. 1). Para un valor dado de  $\phi$ , existen múltiples soluciones para las masas extremas. Como consecuencia, hay dos configuraciones básicas para una SBET. En la configuración (a), hay dos masas:  $m_1$  (inferior),  $m_2$  (superior) y  $m_t$  (amarra), y no hay ninguna masa física en el centro de masas  $G$ . En la configuración (b), hay una masa adicional  $m_c$  exactamente en  $G$ .

Sea  $\mathbf{u}$  un vector unitario en la dirección de la amarra (de  $m_1$  a  $m_2$ ) y  $\mathbf{B}$  el campo magnético. El momento

$$\mathbf{M}_E = \mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) J_1$$

donde

$$J_1 = \int_0^L (h_G - h) I_e(h) dh \quad (1)$$

es el par de Lorentz en  $G$ . Aquí,  $L$  es la longitud del cable,  $h$  la distancia desde el extremo superior de la amarra,  $h_G = L \cos^2 \phi$  es la distancia  $h$  para  $G$  e  $I_e(h)$  el perfil de corriente en el cable. Suponiendo un campo geomagnético dipolar no inclinado, el par de Lorentz

adimensional, que es relevante en la dinámica de la amarra, es proporcional a

$$\varepsilon = \frac{J_1 \mu_m}{I_s \mu_E} \quad (2)$$

donde

- $\mu_E$  es la constante gravitacional de la Tierra.
- $\mu_m$  es la intensidad del dipolo utilizado para describir el campo geomagnético.
- $I_s = \frac{1}{12}mL^2(3\sin^2 2\phi - 2\Lambda)$  es el momento de inercia relativo a una línea normal al tether por  $G$  ( $m = m_1 + m_2 + m_t$ ,  $\Lambda = m_t/m$ ).

Las diferencias entre las configuraciones (a) y (b) son sustanciales dado que el momento de inercia  $I_s$  toma valores muy diferentes. De hecho, suponiendo el mismo perfil de corriente en la amarra los valores de  $\varepsilon$  en ambos casos están relacionados por

$$\varepsilon_{(b)} = \varepsilon_{(a)} \frac{I_s^{(a)}}{I_s^{(b)}} \approx \varepsilon_{(a)} \frac{m}{m - m_c} \quad (3)$$

y  $\varepsilon_{(b)} \gg \varepsilon_{(a)}$  cuando  $m - m_c \ll m$ . Por ello, la configuración (b) puede dar lugar a pares de Lorentz adimensionales grandes cuando un gran parte de la masa del sistema se encuentra en  $G$ .

### 3. De-orbitado de un satélite

Para mostrar la potencia de este método, nos centramos en un problema considerado en [9]. Un satélite de 1063 kg, en órbita circular de 1000 km de altura e inclinación  $35^\circ$ , se de-orbitará utilizando una amarra espacial descrita en la Tabla 1 (el tiempo de vida natural de dicho satélite se mide en siglos). Se han considerado dos opciones diferentes: *auto-equilibrada* y *no auto-equilibrada*. La idea consistía en comparar el rendimiento de ambas opciones en el de-orbitado del mismo satélite. Los detalles se pueden encontrar en el artículo [9], que muestra cómo la amarra *no auto-equilibrada* no se puede de-orbitar dado que se desestabiliza durante el descenso. La SBET, sin embargo, exhibe una dinámica muy suave (los ángulos de libración se mantienen por debajo de  $3^\circ$ , véase Fig. 2) y el satélite se de-orbita en, aproximadamente, 53 días.

Nótese que la SBET considerada en la Tabla 1 corresponde a la configuración (a) descrita en la sección anterior. Obviamente, la dinámica de una amarra auto-equilibrada similar a la descrita por la configuración (b) no es la misma; pero, ¿se mantiene estable?

Introducimos una nueva SBET (configuración (b)) caracterizada por los siguientes valores:

$$m_1 = 27,67 \text{ kg}, \quad m_2 = 12,33 \text{ kg}, \quad m_c = 1000 \text{ kg} \quad (4)$$

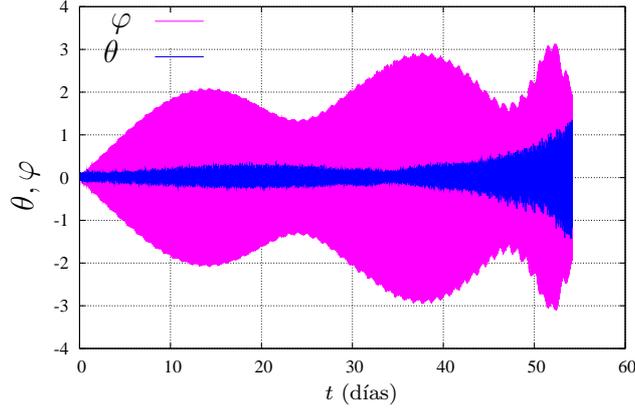


Figura 2.— Ángulos de libración para la configuración (a)

	Auto-equilibrado	No auto-equilibrado
Diámetro	1.5 mm	1.5 mm
Longitud	5 km	5 km
Masa $m_1$	647.8 kg	1000 kg
Masa $m_2$	392.2 kg	40 kg
Altura inicial	1000 km	1000 km
Material	Aluminio	Aluminio
$V_{CC}$	10 V	10 V
Resistencia interpuesta	0 $\Omega$	0 $\Omega$
Orbita	Circular	Circular
Fecha	15/6/2000	15/6/2000

Tabla 1: Características de la amarra modelo

La configuración SBET descrita en la Tabla 1 y esta nueva configuración tienen el mismo ángulo másico  $\phi \approx 38^\circ$ . No obstante, de acuerdo con la ecuación (3), el par de Lorentz adimensional es  $\approx 16,66$  veces mayor para esta nueva configuración.

Usamos el modelo dumbbell (modelo de haltera) para simular la dinámica de esta nueva configuración SBET. El campo magnético terrestre está dado por el modelo IGRF 2000 y las propiedades ionosféricas por el modelo IRI 2000. Se incluye el efecto del armónico  $J_2$  del campo gravitatorio terrestre, dado que la regresión del nodo ascendente en la referencia inercial afecta a la densidad ionosférica de plasma a lo largo de la órbita. Sin embargo, se ha excluido la resistencia aerodinámica para evitar *ruido* en la comparación.

La figura 3 muestra la evolución temporal de la altura del perigeo de la órbita osculatriz para ambas configuraciones SBET. Desde un punto de vista práctico, ambos gráficos no pueden distinguirse, esto es, la trayectoria de descenso es la misma en ambos casos.

Las diferencias aparecen claramente en la evolución temporal de los ángulos de libración: para la configuración (a) se mantienen por debajo de  $3^\circ$  durante todo el proceso

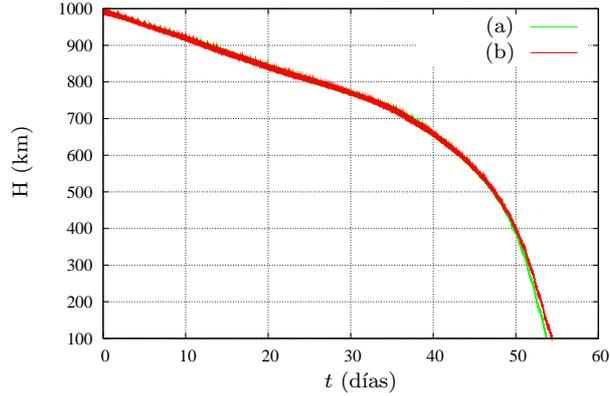


Figura 3.— Ambas configuraciones SBET

(véase Fig. 2). Para la configuración (b), sin embargo, toman valores mayores. La figura 4 muestra cómo el ángulo fuera del plano  $\varphi$  alcanza los  $30\text{--}40^\circ$  en la parte final del descenso.

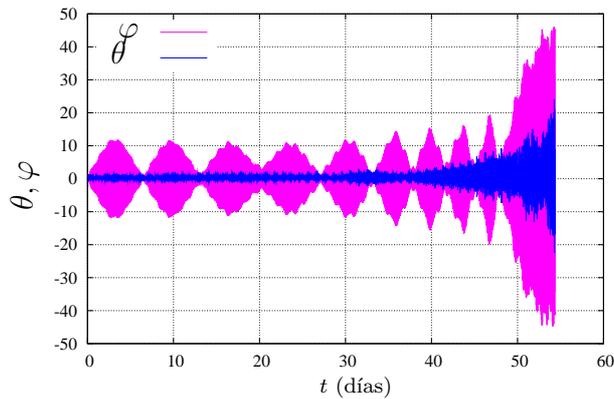


Figura 4.— Ángulos de libración para la configuración (b)

Nótese que estas simulaciones están basadas en el modelo dumbbell, y no incluyen la dinámica lateral. Para los pequeños valores de  $\varepsilon$  que aparecen en la configuración (a), la dinámica lateral no es significativa (véase [2]). En ese caso se puede esperar una influencia pequeña de la dinámica lateral durante el descenso, y los resultados proporcionados por el modelo dumbbell aproximarían de forma fidedigna la dinámica real de la amarra electrodinámica.

Para la configuración (b), sin embargo, es esperable una mayor influencia de la dinámica lateral debido a los valores mayores de  $\varepsilon$ . La dinámica dada por el modelo dumbbell se separaría de la dinámica real de la amarra electrodinámica. Por ello, la evolución temporal mostrada en la figura 4 no se consideraría como un resultado fiable.

No obstante, podemos mejorar la dinámica: la siguiente sección describe una estrategia de control que disminuye los valores de  $\varepsilon$  y reduce la influencia de la dinámica lateral de forma substancial.

#### 4. Equilibrado continuo

En las simulaciones anteriores la carga interpuesta ( $Z_T$ ) no existía. Obsérvese que  $Z_T$  puede utilizarse para el control de la intensidad del cable y, por consiguiente, del valor de  $\varepsilon$ , que es una función complicada de distintas variables. Por ejemplo, para una amarra desnuda trabajando en el régimen OML,  $\varepsilon = \varepsilon(\phi, n_\infty, E_m, Z_T, p)$ , donde  $\phi$  es el ángulo másico,  $n_\infty$  la densidad electrónica de plasma ionosférico y  $E_m$  la componente a lo largo del cable del campo eléctrico inducido por el campo geomagnético; el símbolo  $p$  representa los demás parámetros involucrados (longitud de la amarra  $L$ , diámetro del cable, conductividad del material de la amarra, etc...).

En general, la condición de equilibrado ( $\varepsilon = 0$ ) proporciona el valor del ángulo de masa  $\phi$  que toma la forma

$$\phi^* = \phi^*(n_\infty, E_m, Z_T, p) \quad (5)$$

La influencia de los parámetros  $(E_m, Z_T, p)$  en  $\phi^*$  es pequeña; la influencia de  $n_\infty$  es más significativa. Suponiendo constante los valores de  $(E_m, Z_T, p)$ , la amarra únicamente se puede equilibrar para un valor particular,  $n_\infty^*$ , de la densidad ionosférica de plasma (p.ej., el valor medio a lo largo de la órbita). Después de este equilibrado, el valor de  $\varepsilon$  se convierte en

$$\varepsilon = \varepsilon(\phi^*, n_\infty, E_m, Z_T, p)$$

y únicamente se anula cuando  $n_\infty = n_\infty^*$ ; en cualquier otro caso, es diferente de cero. Para la configuración (a) de una SBET los valores no nulos de  $\varepsilon$  son pequeños y éste es el motivo que hace tan efectivo este equilibrado en este caso. La inestabilidad necesita mucho tiempo para desarrollarse y el descenso del satélite termina mucho antes.

Consideremos la configuración (b); ahora, los valores no nulos de  $\varepsilon$  no son tan pequeños como en la configuración (a). Hasta el momento, el valor de  $Z_T$  se ha considerado constante; de hecho, tomamos  $Z_T = 0$ . Sin embargo, relajando esta condición, los valores de  $Z_T$  pueden seleccionarse, dentro de unos límites, para obtener un valor nulo de  $\varepsilon$  de una manera continuada. Hemos llamado a esta estrategia *equilibrado continuo* de la amarra electrodinámica.

Por lo tanto, hay una función

$$Z_T = Z_T(\phi^*, n_\infty, E_m, p) \quad (6)$$

que permite controlar la intensidad de corriente de manera que  $\varepsilon = 0$  a lo largo del proceso de descenso. Para un valor dado de  $\phi^*$  tal función está definida en un rango de valores de  $n_\infty$ . Si la densidad de plasma aumenta por encima del límite superior de este rango, la amarra no se puede equilibrar. Afortunadamente, la selección apropiada del ángulo másico  $\phi^*$  permite al cable mantenerse equilibrado la mayor parte del tiempo, esto es, la

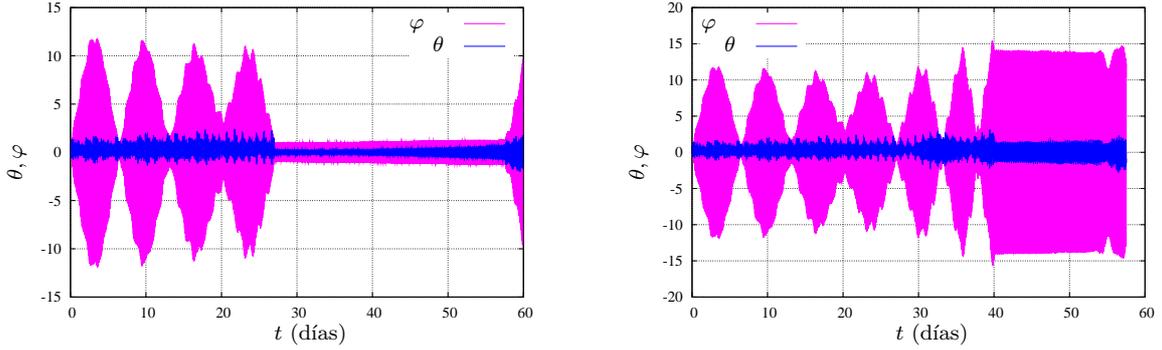


Figura 5.— Ángulos de libración en dos descensos controlados. A la izquierda el control comienza a los 27 días; en la derecha tras 40 días

amarra no está equilibrada durante una pequeña fracción del tiempo total requerido para el descenso. Este desequilibrio residual apenas afecta a la dinámica.

Se han llevado a cabo varias simulaciones para la configuración (b) de una SBET. La figura 5 presenta los resultados de los ángulos de libración en dos descensos realizados utilizando la ley de control de *equilibrado continuo* descrita anteriormente. En la izquierda se muestra el resultado cuando la ley de control es activada después de 27 días tras el comienzo del proceso de de-orbitado; en la derecha, después de 40 días.

Las figuras muestran la evolución de los ángulos de libración. Nótese que una vez que la ley de control entra en funcionamiento la *amplitud* de los ángulos de libración se *congela*. Los valores congelados de dichas amplitudes coinciden aproximadamente con los valores de los ángulos en el momento de activar el control. Las oscilaciones residuales corresponden al movimiento pendular de la amarra, pero el efecto del par de Lorentz desaparece.

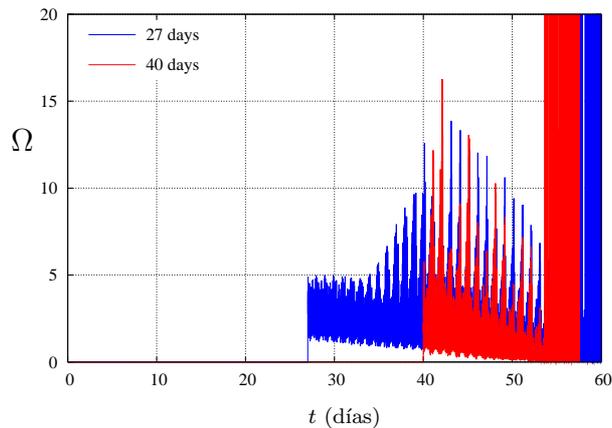


Figura 6.— Evolución temporal de la carga interpuesta

La figura 6 muestra la evolución temporal de la carga interpuesta necesaria para llevar a cabo el *equilibrado continuo* de la amarra. En ella,  $\Omega = Z_T/R_T$  es un valor adimensional de

$Z_T$  ( $R_T \approx 75$  ohms es la resistencia eléctrica del cable en el ejemplo considerado). Durante los primeros 27 (40) días, la ley de control está desactivada y la carga interpuesta es  $\Omega = 0$ . Más tarde, los valores de  $\Omega$  se mantienen por debajo de 16, esto es  $\approx Z_T < 1200$  ohms; estos valores de  $Z_T$  se pueden obtener fácilmente. nicamente en la órbitas finales la carga interpuesta crece alcanzando picos de alrededor de  $\Omega \approx 30$  en algunos instantes. En algunas ocasiones, la amarra no puede ser equilibrada, dado que la densidad electrónica de plasma abandona el rango donde el equilibrado es posible; una solución para esta situación es la de incrementar la carga  $Z_T$  para reducir la intensidad de corriente. No obstante, obsérvese que esto no constituye un problema puesto que el descenso ha finalizado desde un punto de vista práctico.

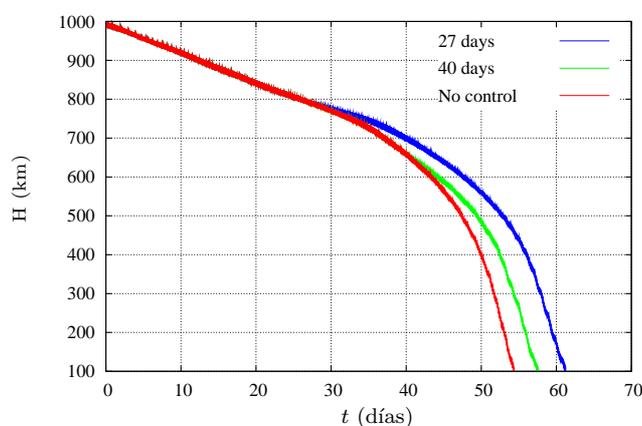


Figura 7.— Trayectorias de descenso

En realidad, podemos desactivar cualquier clase de control en las últimas órbitas, dado que la inestabilidad no dispone del tiempo suficiente para desarrollarse y el satélite re-entrará en las capas bajas de la atmósfera mucho antes de que los ángulos de libración se desestabilicen. Es necesario recordar que las agencias espaciales requieren el descenso de órbita hasta alcanzar los 500 km de altura y, en los ejemplos considerados, se han alcanzado capas atmosféricas mucho más bajas.

La figura 7 muestra la evolución temporal de la altura del perigeo de la órbita osculatriz (trayectoria de descenso) para la configuración (b) de la SBET en los tres casos analizados: sin control, y con control a partir del día 27 y del día 40. Obsérvese que el tiempo necesario para alcanzar la altura de 200 km es una medida de la velocidad de descenso. Por tanto, el descenso más rápido se obtiene cuando el control se encuentra *desactivado* y tarda 53 días en alcanzar la altura de 200 km. Cuando el control se encuentra *activado* tras 40 días de descenso, tarda 56 días en alcanzar esa altura. Por último, cuando el control se *activa* tras 27 días, tarda 60 días en alcanzar los 200 km de altura.

Por consiguiente, adquirir control en el proceso de descenso tiene un precio; hemos de pagar parte de la eficiencia de-orbitadora de estos dispositivos como muestra la figura

7, pero se trata de un precio aceptable: en el peor de los casos, el tiempo de descenso aumenta en una semana, que es alrededor del 13%, cuando se compara con la simulación de la trayectoria no controlada. Estas diferencias serán menores en el descenso real debido a la acción de la resistencia aerodinámica en las últimas etapas de la misión: la pendiente de la trayectoria de descenso será más pronunciada.

Hemos de subrayar que la implementación del procedimiento de control propuesto en estas páginas es sencillo. Hay dos parámetros principales involucrados: 1) la densidad de plasma ionosférico  $n_\infty$  y 2) la componente  $E_m$  del campo eléctrico inducido. El primero de ellos puede medirse con una sonda de Langmuir y el segundo puede estimarse a partir del estado dinámico del centro de masas  $G$ , del conocimiento del campo geomagnético (el modelo IGRF es suficiente) y una aproximación simple de la libración de la amarra. Con estos parámetros, se puede obtener el valor crítico de la carga interpuesta  $Z_T$ . Con la ayuda de un potenciómetro adecuadamente incorporado en el circuito eléctrico de la amarra, el valor de la carga interpuesta puede ser fácilmente controlado. El procedimiento se puede mejorar midiendo la intensidad de corriente que circule por el cable en el extremo catódico con un simple amperímetro.

## 5. Conclusiones

El esquema de control propuesto en este artículo presenta varias ventajas que han de ser subrayadas. En primer lugar, proporciona una dinámica estable basada en datos reales ( $n_\infty$  e  $I_e(h)$ ) de la región donde la amarra se encuentre orbitando. Se puede implementar de manera sencilla un esquema de control en lazo abierto utilizando para ello, básicamente, un potenciómetro, una sonda de Langmuir y algún tipo de software embarcado. En el análisis presentado no se han considerado los efectos térmicos; sin embargo, pueden ser incluidos fácilmente en el modelo dado que se han usado variables adimensionales (nótese que el principal efecto de la variación de temperatura está asociado a la variación de la resistencia  $R_T$  del cable). El control es autónomo y ofrece una amplia gradación. La señal de activación del control efectivo puede estar basada en diversas magnitudes (tiempo, ángulos de libración, energías, posiciones de las masas extremas). El esquema puede extenderse, por ejemplo, incluyendo los efectos de las fuerzas aerodinámicas y/o la excentricidad residual de la órbita. En lugar de controlar alrededor de  $Z_T = 0$ , el esquema de control puede utilizarse alrededor de un valor no nulo de  $Z_T$ ; por tanto, puede recuperarse parte de la energía mecánica de la masa de-orbitada (cargando baterías, por ejemplo). Por último, el esquema está basado en el régimen OML para la colección de corriente en una amarra desnuda; no obstante, es posible utilizarlo con cualquier otro esquema de colección de corriente de una manera similar.

## 6. Agradecimientos

Este trabajo forma parte del proyecto de investigación cuyo título es **Dinámica del ascenso/descenso orbital de satélites usando tethers electrodinámicos** (ESP2004-04376) financiada por la Dirección General de Investigación (DGI) del Ministerio de Ciencia y Tecnología. Los autores agradecen a la DGI su financiación.

## Referencias

- [1] J. Peláez, E. C. Lorenzini, O. López-Rebollal & M. Ruiz. A New Kind of Dynamic Instability in Electrodynamic Tethers. *The Journal of the Astronautical Sciences*, 48(4):449–476, October-December 2000.
- [2] J. Peláez, M. Ruiz, O. López-Rebollal, E. C. Lorenzini & M. L. Cosmo. A Two Bar Model for the Dynamics and Stability of Electrodynamic Tethers. *Journal of Guidance, Control and Dynamics*, 25(6):1125–1135, November-December 2002.
- [3] M. Dobrowolny. Lateral oscillations of an electrodynamic tether. *The Journal of the Astronautical Sciences*, 50(2):125–147, April-June 2002.
- [4] J. Peláez & M. Lara. Periodic solutions in electrodynamic tethers on inclined orbits. *Journal of Guidance, Control and Dynamics*, 26(9):395–406, May-June 2003.
- [5] R. I. Samanta Roy, D. E. Hastings and E. Ahedo. Systems analysis of electrodynamic tethers. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 29:415–424, 1992.
- [6] J. Peláez. Self balanced electrodynamic tethers. *Proceedings of The 2004 AAS/AIAA Astrodynamics Specialist Conference and Exhibit, Providence, Rhode Island, USA*, 2004. (In press).
- [7] J. Peláez, M. Sanjurjo & J. Fontdecaba. Satellite deorbiting using a self balanced electrodynamic tether. *Proceedings of The 55th International Astronautical Congress, Vancouver, Canada, (Paper IAC-04-A.5.08)*, 2004.
- [8] J. Peláez and M. Sanjurjo. Generator regime of self balanced electrodynamic bare tethers. In *Spaceflight Mechanics - 2005*, volume 120 of *Advances in the Astronautical Sciences*, pages 1651–1670, 2005. Proceedings of the AAS/AIAA 15th Space Flight Mechanics Meeting held January 23-27, 2005, Copper Mountain, Colorado.
- [9] J. Peláez and M. Sanjurjo. Generator regime of self balanced electrodynamic bare tethers. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 43(6):1359–1369, November-December 2006.

