

PUNTOS DE VISTA

Estudio teórico de la combustión de pellets de biomasa procedente de la caña de azúcar

Theoretical study of the combustion of pellets of biomass coming from the sugar cane

David Verdecia Torres¹, Idalberto Macías Socarrás² y Benjamín Gabriel Gaskins Espinosa²

RESUMEN. En el siguiente trabajo se examina la cinética química de la combustión de pellets de biomasa cañera, se obtiene el tiempo de combustión en función de la etapa controlante del proceso de combustión según el modelo de núcleo sin reaccionar, además se realiza un diseño de experimento para determinar los modelos matemáticos teóricos para modelar el proceso de combustión.

Palabras clave: cinética química, biomasa, proceso de combustión, modelos matemáticos.

ABSTRACT. In the follow work they are an examinations of the kinetic quimetry of the combustions process, we obtain the combustions time in functions of the kinetic combustions model and we made a experiment design for determinations of the theory's mathematics models in that process.

Keywords: chemical kinetics, biomass, combustion process, mathematical models.

INTRODUCCIÓN

Modelo de núcleo sin reaccionar para partículas cilíndricas de tamaño constante

Para analizar la combustión de pellets de biomasa cañera debemos tener una visión general de los procesos físicos y químicos que ocurren durante la combustión de biomasa.

Levenspiel (1989), reporta que en la actualidad para analizar la cinética de los procesos en los cuales intervienen reacciones químicas se utilizan varios modelos cinéticos entre ellos el modelo de núcleo sin reaccionar.

El modelo de núcleo sin reaccionar considera que durante la reacción se presentan sucesivamente las cinco etapas siguientes Levenspiel (1966):

- Etapa 1: Difusión del reactante gaseoso A hasta la superficie del sólido a través de la película gaseosa que le rodea.
- Etapa 2: Penetración difusión de A, a través de la capa de ceniza hasta la superficie del núcleo que no ha reaccionado o superficie de reacción.

- Etapa 3: Reacción del reactante gaseoso con el sólido en la superficie de reacción.
- Etapa 4: Difusión de los productos gaseosos formados a través de la capa de cenizas hacia la superficie exterior del sólido.
- Etapa 5: Difusión de los productos gaseosos de reacción a través de la capa gaseosa hacia el seno del fluido.
- Normalmente se producen todas las etapas; por ejemplo si no se forman productos gaseosos o si la reacción es irreversible, las etapas 4 y 5 no contribuyen directamente a la resistencia de la reacción.

Además, las resistencias de las distintas etapas suelen ser muy diferentes, en tales casos, como se ha apuntado hemos de tener en cuenta que la etapa que presente mayor resistencia, es decir la etapa más lenta constituye la etapa controlante de la velocidad.

A continuación se deducirán las ecuaciones de conversión para reacciones elementales irreversibles, para ello no se van a considerar las etapas 4 y 5 y se supondrán partículas cilíndricas.

Recibido 20/02/11, aprobado 19/05/12, trabajo 44/12, puntos de vista.

¹ M. Sc. Prof., Universidad de Granma, Facultad de Ciencias Técnicas, Departamento de Ciencias Técnicas, Carretera Bayamo-Manzanillo km 17½, Apdo. 21, Bayamo 85100, Granma, Cuba, Tel.: 48 1015 ext. 168, Fax: (53)(23)481015 ext. 168, E-✉: imaciass@udg.co.cu

² Dr. C., Prof., Universidad de Granma, Facultad de Ciencias Técnicas, Departamento de Ingeniería Agrícola.

dricas. Utilizaremos la reacción elemental mostrada.



Denominaremos por C_{Ag} a la concentración del A en el seno del gas y C_{As} a la concentración de A en la superficie del sólido B.

La difusión a través de la película gaseosa como etapa controlante para pellets

Cuando la etapa controlante es la resistencia de la película gaseosa, el perfil de concentración del reactante A en fase gaseosa será el representado en la figura. Como podemos ver en la figura no existe reactante en la superficie, por lo tanto la concentración $C_{Ag} - C_{As}$ es constante durante el transcurso de la reacción. Debemos deducir las ecuaciones cinéticas basándonos en la superficie disponible, para ello tomaremos como referencia la superficie exterior de la partícula,

Por la estequiometría de la reacción estudiada se cumple:

$$\frac{1}{b} \cdot \frac{dN_E}{dt} = \frac{dN_A}{dt} \text{ con lo cual} \quad (1)$$

$$-\frac{1}{S_{ext}} \cdot \frac{dN_E}{dt} = -\frac{1}{2\pi RL} \cdot \frac{dN_E}{dt} = -\frac{b}{2\pi RL} \cdot \frac{dN_A}{dt} = bk_g (C_{Ag} - C_{As}) = bk_g C_{Ag} \quad (2)$$

si designamos por ρ_B a la densidad molar de B en el sólido, y por V_B al volumen de una partícula, la cantidad de B presente en una partícula es:

$$N_B = \rho_B V_B = [\text{moles de B/ cm}^3 \text{ sólido}] (\text{cm}^3 \text{ sólido}).$$

La disminución del volumen o del núcleo sin reaccionar que corresponde a la desaparición de dN_B moles de sólido reactante o de bdN_A moles de fluido reactante viene dada por:

$$-dN_B = -bdN_A = -\rho_B d(\pi r_c^2 L) = -2\pi L \rho_B r_c dr_c \quad (3)$$

sustituyendo esta expresión en la ecuación (2) se obtiene la velocidad de reacción en función de la disminución del radio del núcleo sin reaccionar:

$$-\frac{1}{S_{ext}} \cdot \frac{dN_E}{dt} = -\rho_B \frac{r_c}{R} \frac{dr_c}{dt} = bk_g C_{Ag} \quad (4)$$

en la que k_g es el coeficiente de transporte de materia entre el fluido y la partícula. Si integramos con respecto al tiempo y al radio del núcleo sin reaccionar tenemos:

$$-\frac{\rho_B}{R} \int_{R}^{r_c} r_c dr_c = bk_g C_{Ag} \int_0^t dt \quad (5)$$

$$t = \frac{\rho_B R}{2bk_g C_{Ag}} \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \quad (6)$$

designando por τ al tiempo necesario para la reacción completa de una partícula y haciendo $r_c = 0$ (radio del núcleo sin reaccionar) de la ecuación (1.6) obtenemos:

$$\tau = \frac{\rho_B R}{2bk_g C_{Ag}} \quad (7)$$

haciendo t/τ obtenemos el radio del núcleo sin reaccionar en función del tiempo fraccional, referida a la conversión completa:

$$\frac{t}{\tau} = 1 - \left[\frac{r_c}{R} \right]^2 \quad (8)$$

que también puede expresarse en función de la conversión fraccional de la siguiente manera:

$1 - X_B = [\text{volumen del núcleo sin reaccionar/ volumen total de la partícula}].$

$$1 - X_B = \frac{\pi r_c^2 L}{\pi R^2 L} = \frac{r_c^2}{R^2} \quad (9)$$

$$\frac{t}{\tau} = 1 - \left[\frac{r_c}{R} \right]^2 = X_B \quad (10)$$

La difusión a través de la capa de ceniza como etapa controlante

Pasaremos a analizar el caso en que la difusión a través de la ceniza controla la velocidad de reacción. Para deducir una expresión entre el tiempo y el radio para la resistencia de la película se debe efectuar un análisis en dos etapas: primero se considera el caso de una partícula que ha reaccionado parcialmente, escribiendo las relaciones de flujo para este caso, después aplicamos este tipo de relación a todos los valores de r_c .

Tanto el reactante A como la superficie límite del núcleo que no ha reaccionado, se desplazará hacia el centro de la partícula, pero en este caso la velocidad de disminución del núcleo que no ha reaccionado es bastante más pequeña que la velocidad de desplazamiento de A hacia la zona sin reaccionar (la relación entre las velocidades es aproximadamente igual a la relación entre las densidades del sólido y el gas). Por lo tanto, en todo momento puede considerarse que el núcleo sin reaccionar permanece estacionario por lo que respecta al gradiente de concentración de A en la ceniza. De acuerdo con esta aproximación, la velocidad de reacción de A viene dada por su velocidad de difusión hacia la superficie de reacción, es decir:

$$-\frac{dN_A}{dt} = 2\pi r_c L Q_{As} = 2\pi R L Q_{As} = 2\pi r_c^2 L Q_{As} = \text{constante} \quad (11)$$

vamos a suponer que el flujo de A a través de la capa de ceniza se expresa por la ley de difusión de Fick. Por consiguiente,

sabiendo que tanto Q_A como dC_A/dr son positivos, tendremos:

$$Q_A = D_e \frac{dC_A}{dr} \quad (12)$$

donde: D_e es el coeficiente de difusión efectiva del reactante gaseoso en la capa de ceniza. Combinado las dos ecuaciones anteriores obtenemos:

$$-\frac{dN_A}{dt} = 2\pi r D_e \frac{dC_A}{dr} = \text{constante} \quad (13)$$

integrando a lo largo de la capa de ceniza desde R hasta r_c resulta:

$$-\frac{dN_A}{dt} \int_R^{r_c} \frac{dr}{r} = 2\pi L D_e \int_{C_{As}=C_{AG}}^{C_{AC}=0} dC_A$$

$$-\frac{dN_A}{dt} \left[\ln \frac{R}{r_c} \right] = 2\pi L D_e C_{AG} \quad (14)$$

Hasta ahora hemos considerado que el frente del núcleo sin reaccionar permanece estático, esto no permite la integra-

ción en la superficie de ceniza sin tener en cuenta la variación de r_c con el tiempo. Una vez llegados a este punto se debe introducir la variación del núcleo sin reaccionar con el tiempo.

Para un determinado tamaño del núcleo dN_A/dt es constante, sin embargo a medida que este disminuye la capa de ceniza será mayor originado una disminución de la velocidad de difusión de A . Como podemos ver la ecuación tiene tres variables, t , r_c , y N_A , por lo cual debemos poner una de las tres en función de las otras. Igual que hicimos en el caso de la difusión a través de la película gaseosa, podemos expresar dN_A en función de dN_B y este a su vez en función del radio r_c .

$$dN_A = \frac{1}{b} dN_B = \frac{1}{b} 2\rho_E \pi L r_c dr_c \quad (15)$$

si incorporamos este resultado a la integración obtenida en el paso anterior tendremos:

$$-\rho_E \int_R^{r_c} \left[r_c \ln \frac{R}{r_c} dr_c \right] = b D_e C_{AG} \int_0^t dt \quad (16)$$

integrando nos quedará:

$$t = \frac{\rho_E R^2}{4b D_e C_{AG}} \left[1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 + \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \ln \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \right] \quad (17)$$

el tiempo necesario para la conversión de una partícula se obtiene cuando $r_c=0$, o sea:

$$\tau = \frac{\rho_E R^2}{4b D_e C_{AG}} \quad (18)$$

el transcurso de una reacción en función del tiempo necesario para la conversión completa, se calcula haciendo t/τ

$$\frac{t}{\tau} = \left[1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 + \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \ln \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \right] \quad (19)$$

que en función de la conversión fraccional X_B será:

$$\frac{t}{\tau} = (1 - X_B) + 1 - (1 - X_B) \ln(1 - (1 - X_B)) \quad (20)$$

La reacción química como etapa controlante

Como el transcurso de la reacción es independiente de la presencia de cualquier capa de ceniza, la cantidad de sustancia reactante es proporcional a la superficie disponible de núcleo sin reaccionar. Por lo tanto, la velocidad de reacción, basada en la unidad de superficie de núcleo sin reaccionar depende de la cantidad de reactante disponible, y se formulará en base a la estequiometría de la reacción.

Igual que en los casos anteriores nos basamos en la reacción elemental:

A (fluido) + b B (sólido) \longrightarrow Productos sólidos y/o fluido

De acuerdo con la estequiometría de esta reacción podemos escribir:

$$-\frac{1}{bV} \frac{dN_B}{dt} = -\frac{1}{V} \frac{dN_A}{dt} = b k_s C_{AG}$$

$$-\rho_E \frac{dr_c}{dt} = b k_s C_{AG} \quad (21)$$

integrando se obtiene:

$$-\rho_E \int_R^{r_c} dr_c = b k_s C_{AG} \int_0^t dt$$

$$t = \frac{\rho_E (R - r_c)}{b k_s C_{AG}}$$

$$t = \frac{\rho_E R}{b k_s C_{AG}} \left(1 - \frac{r_c}{R} \right) \quad (22)$$

El tiempo τ necesario para que la reacción se complete se obtiene cuando $r_c = 0$, y la disminución del radio o el aumento de la conversión fraccional de la partícula se calcula como t/τ con lo cual:

$$\tau = \frac{\rho_E R}{b k_s C_{AG}} \quad (23)$$

$$\frac{t}{\tau} = 1 - (1 - X_B)^2 \quad (24)$$

En las expresiones anteriores de conversión de una partícula sólida hemos supuesto que solamente una resistencia

controla el proceso de reacción global de la partícula. Sin embargo, la importancia relativa de la película gaseosa, de la capa de ceniza y de la reacción varía a medida que tiene lugar la conversión. Por ejemplo para el caso de una partícula de tamaño constante la resistencia de la película gaseosa permanece constante pero la resistencia de la capa de ceniza aumenta a medida que disminuye el tamaño del núcleo sin reaccionar, ya que esta gana en espesor con respecto al último. En consecuencia puede resultar poco riguroso suponer que una sola etapa controla a lo largo de todo el desarrollo del proceso.

Este problema puede resolverse fácilmente si consideramos la acción conjunta de todas las resistencias debido a que

estas actúan en serie y son todas ellas lineales con respecto a la concentración. Según esto, el tiempo necesario para llegar a una determinada conversión vendrá dado por la suma de los tiempos:

$$t_{total} = t_{pelicula} + t_{ceniza} + t_{reaccion}$$

y para la conversión completa:

$$\tau_{total} = \tau_{pelicula} + \tau_{ceniza} + \tau_{reaccion}$$

$$t_{total} = \frac{\rho_E R}{2bk_g C_{Ag}} \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) + \frac{\rho_E R^2}{4D_e b C_{Ag}} \left[\left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) + \left(1 - \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \right) \ln \left(1 - \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \right) \right] + \frac{\rho_E R}{bk_s C_{Ag}} \left(1 - \frac{r_c}{R} \right) \quad (25)$$

$$t_{total} = \frac{\rho_E R}{2b C_{Ag}} \left[\left(\frac{1}{k_g} \right) \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) + \frac{R}{2D_e} \left[\left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) + \left(1 - \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \right) \ln \left(1 - \left(1 - \left(\frac{r_c}{R} \right)^2 \right) \right) \right] \right] + \frac{2}{k_s} \left(1 - \frac{r_c}{R} \right) \quad (26)$$

y el tiempo para la conversión completa será:

$$\tau_{total} = \frac{\rho_E R}{2bk_g C_{Ag}} + \frac{\rho_E R^2}{4bD_e C_{Ag}} + \frac{\rho_E R}{bk_s C_{Ag}} \quad (27)$$

$$\tau_{total} = \frac{\rho_E R}{2b C_{Ag}} \left(\frac{1}{k_g} + \frac{R}{2D_e} + \frac{2}{k_s} \right) \quad (28)$$

Análisis teórico

A partir del algoritmo de cálculo propuesto se planteó un diseño de experimento teórico que nos ofreciera un volumen de resultados y que nos permitiera emitir con mejor claridad los estudios teóricos realizados.

Utilizamos un diseño factorial a tres niveles, con dos factores y tres variables respuestas, la resolución del mismo arrojó las ecuaciones para los diferentes modelos que predicen el comportamiento de las diferentes variables respuestas, además se realizaron los diferentes gráficos de superficie respuesta.

Para una mejor comprensión de los diagramas y gráficos se tomaron valores adimensionales tanto para el tiempo como para las demás variables. Los factores utilizados fueron el diámetro (d) y la densidad (δ), para los mismos se tomaron los siguientes niveles, para el diámetro se tomó como nivel inferior 1 cm, un valor intermedio de 1,5 cm y un valor superior de 2 cm, para el otro factor se tomaron valores de densidad igual a 600, 900 y 1200 kg m⁻³, para obtener valores bajos, intermedios y altos de densidad, las tres variables analizadas fueron: la variación del tiempo adimensional (t/t_0), la variación de la masa adimensional quemada (W/W_0) y la variación del radio adimensional quemado (r/r_0).

Obteniéndose del diseño de experimento teórico los modelos siguientes para cada variable:

Radio quemado:

$$r/r_0 = 2,40832 - 0,00332 \cdot \delta - 0,28193 \cdot d + 0,615 \cdot 10^{-3} \cdot \delta \cdot d + 0,156 \cdot 10^{-5} \cdot \delta^2 + 0,002601 \cdot d^2 - 0,25 \cdot 10^{-6} \cdot \delta^2 \cdot d - 0,88 \cdot 10^{-5} \cdot d^2 \cdot \delta$$

Pérdida de masa:

$$W/W_0 = 1,53764 - 0,00108 \cdot \delta - 0,1988 \cdot d + 0,318 \cdot 10^{-3} \cdot \delta \cdot d + 0,69 \cdot 10^{-7} \cdot \delta^2 + 0,007496 \cdot d^2 - 0,18 \cdot 10^{-4} \cdot d^2 \cdot \delta$$

Tiempo de combustión:

$$t/t_0 = -1,7922 + 0,003143 \cdot \delta + 0,519038 \cdot d - 0,79 \cdot 10^{-3} \cdot \delta \cdot d - 0,33 \cdot 10^{-6} \cdot \delta^2 - 0,02852 \cdot d^2 + 0,539 \cdot 10^{-4} \cdot d^2 \cdot \delta$$

Haciendo uso de los modelos teóricos pudimos darnos cuenta que para el caso de masa quemada tenemos que los mayores valores se encuentran para bajas densidades y altos valores de diámetro, también los modelos muestran que estos valores de masa quemada van siendo mayores en dependencia de la densidad y del diámetro encontrándose que ambos influyen de manera significativa en la masa quemada, así como la combinación de los factores y su efecto cuadrático (Figura 1).

El resultado anterior puede inferirse atendiendo a que a medida que bajas densidades permiten una mejor penetra-

ción de los reactantes en el seno del núcleo sin reaccionar lo que permitirá que el proceso no se detenga por la capa de ceniza (Figura 1). Los menores valores de masa quemada se encuentran para altas densidades y altos valores de diámetros, atendiendo a que a mayor densidad tendremos una compactación mayor del pelet y por lo tanto la penetración del oxígeno al interior del núcleo sin reaccionar es más difícil y por lo tanto si no contamos con medios para remover la capa de ceniza el proceso pudiera verse detenido ante la ausencia de oxígeno.

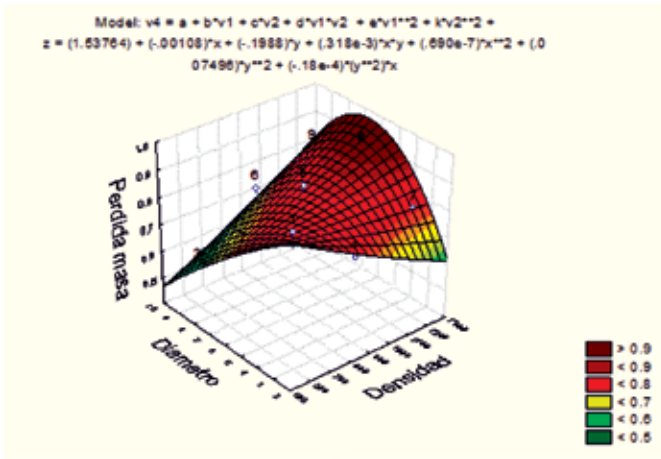


FIGURA 1. Superficie respuesta Pérdida de masa teórico.

En cuanto al radio quemado tenemos que los mayores valores con relación al diámetro inicial se obtienen igualmente para bajas densidades y altos valores de diámetro, comportándose en la misma forma que la masa quemada ya que existe una relación entre masa quemada y diámetro quemado o consumido producto de la combustión (Figura 2). Igualmente los menores valores se obtienen para altas densidades y altos valores de diámetro corroborándose el análisis anterior (Figura 2).

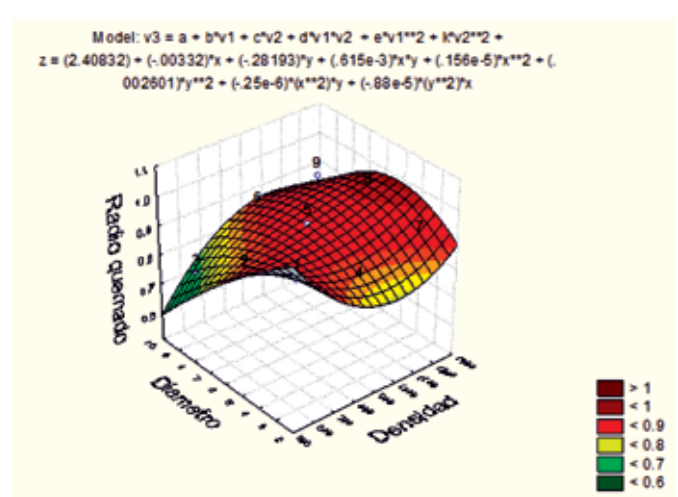


FIGURA 2. Superficie respuesta Radio quemado teórico.

En cuanto al tiempo teórico de combustión podemos ver como los mayores valores se encuentra para bajas densidades y para bajos valores de diámetros, lo cual pudiera representar que para bajas densidades existe un mejor intercambio de los reactantes con el núcleo sin reaccionar y por lo tanto la combustión pudiera tener un mayor tiempo sin que ocurra el fin de la misma y también por consiguiente que a menores diámetros menos biomasa que combustionar y por lo tanto menor tiempo del proceso (Figura 3).

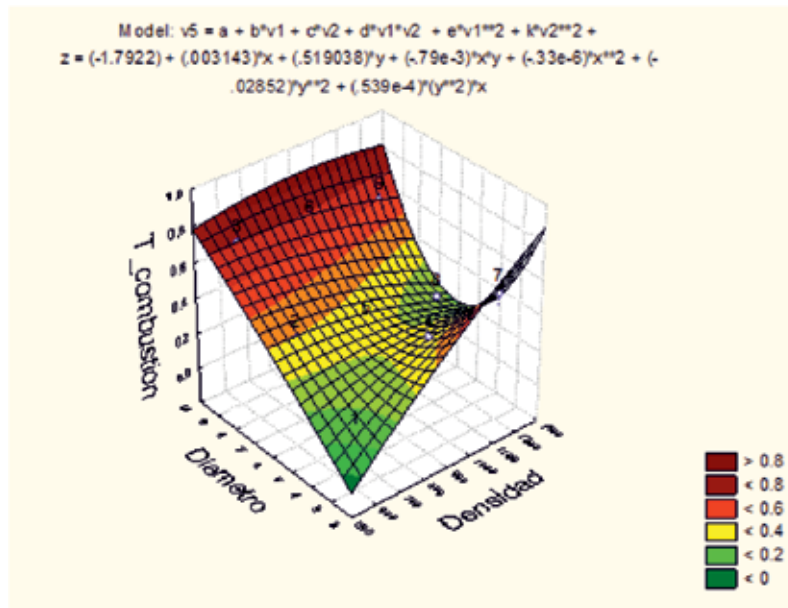


FIGURA 3. Superficie respuesta Tiempo de combustión teórico.

En el caso de los menores tiempo se encuentran para altas densidades y altos valores de diámetros lo cual también podríamos entender como para densidades mayores por el aumento de la dificultad de transferencia de especies al interior del núcleo sin reaccionar el proceso transcurre más lento y a mayores diámetros también hay mayor cantidad de biomasa y se consumiría un mayor tiempo en la combustión de la misma (Figura 3).

CONCLUSIONES

- Los mayores valores de transferencia de masa se logran para pellets con altas relaciones de diámetro y bajas densidades.
- La etapa controlante de todo el proceso de combustión es la difusión a través de la capa de ceniza.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ACOSTA, A.: *Consideraciones sobre el desarrollo sustentable y su relación con el medio ambiente y la energía en Cuba*, En: Energía, Medio Ambiente y Desarrollo Sustentable, Ed, Friedrich Ebert, México, 1992.
2. ALFONSO, P. G.J.: *Evaluación Ambiental de la CT "Carlos Manuel de Céspedes"*, pp. 4-18, Universidad de Cienfuegos, Cienfuegos, Cuba, 1996.
3. BAKER, J. T.; H. ALLEN JR. & J. BOOTE: Response of rice to carbon dioxide and temperature. *Agr. Forest Meteorol.*, 60: 153-166, 1992.
4. BEER, J. M.: Radiation from flame on furnances, In: **Twelfth Symposium of combustion**, pp. 1205-1217, USA, 1969.
5. BUGROV, Y.: *Matemáticas superiores*, 437pp., Ed. MIR. Moscú, 1985.
6. CALVO, A.: "Valoración energética de la industria de la caña de azúcar", *Energética*. 2(12): 7-12, La Habana, 1991.
7. CHENG, K. S.: "Steady, two-dimensional, natural convection in rectangular enclosure with differently heated walls", *Journal of heat transfer*, 109(2): 400-406, 1987.
8. DE RIS, J.N.: Spread of a laminar diffusion flame. In: **Twelfth Symposium of Combustion**. pp. 241-252, USA 1969.
9. FERNANDEZ-PELLO, D.: Flame spread in an opposed forced flow, In: **Eighteenth Symposium of Combustion**, pp. 579-584, USA, 1981.
10. GONZÁLEZ, E.: *La paja como fuente renovable de energía*, Edgardo González, Ed. Academia, La Habana, 1982.
11. GONZÁLEZ, MAQUEIRA, MIGUEL: *Estudio teórico sobre la combustión heterogénea. Aplicación a la combustión de biomasa*, 65pp., **Trabajo de Diploma (en opción al título de Ingeniero)**, Universidad de Granma, Bayamo, 2001.
12. HONG, J. T.: "Effects of non-Darcian and nonuniform porosity on vertical-plate natural convection in porous media", *Journal of heat transfer*, 109(2): 356-362, 1987.
13. INCROPERA, F.: *Heat and mass transfert*, Ed. McGraw-Hill, USA, 1994.
14. JING-TANG, Y.: "Modelling of the convective thermal ignition process of solid fuel particles", *Journal of heat transfer*, 112(4): 995-1001, 1990.
15. KILSER, F.: "Flame laminar in furnaces cylindricals", *Pyrodynamic*s. 2: 151-155, 1965.
16. KINOSHITA, CH.: Potencial de la caña de azúcar. En: **Ponencia al Congreso de la O.T.A**, USA, 1991.
17. KLADIAS, N.: Flow transitions in buoyancy-induced non-Darcy convection in a porous medium heated from below. *Journal of heat transfer*, 112(3): 675-668, 1990.
18. KURKOV, A.P.: An analysis of de mechanism of flame extinction by a coll wall, In: **Twelfth Symposium of Combustion**, pp. 615-624, USA, 1969.
19. KUWATA, M.& J. STUMBAR: Combustion behavior of suspended paper spheres. In: **Twelfth Symposium of Combustion**, pp. 663-675, USA, 1969.
20. LEVENSPIEL, O.: *Chemical reaction ingenieering*, Edición Revolucionaria, La Habana, 1966.
21. LEVENSPIEL, O.: *The chemical reactor omnibook*, OSU Brook Store Inc., Toronto, Canada, 1989.
22. LIBERA, J.: "Parallel-flow and counterflow conjugate convection", *Journal of heat transfer*, 112(3): 797-802.
23. LÓPEZ EXPOSITO, JUAN JOSÉ: *Modelo físico matemático para la determinación del gasto energético durante la densificación*, 65pp., **Trabajo de Diploma (en opción al título de Ingeniero)**, Universidad de Granma, Bayamo, 2001.
24. MALLINSON, G. D.: "The effects of side-wall conduction on natural convection in a slot", *Journal of heat transfer*, 109(2): 419-426, 1987.
25. MARCOS MARTIN, F.: *Los biocombustibles*, 366pp., Mundi-Prensa, Madrid, España, 2002.
26. NIEBLAS, A. F.: *Caracterización de la paja de caña como combustible*, Centroazúcar, Santa Clara, 1986.
27. PARK, S. H.: "An approximate analysis for convective heat transfer on thermally nonuniform surface", *Journal of heat transfer*, 112(4): 952-958, 1990.
28. PÉREZ, E. F. y A. RUBIO: "Disponibilidad de residuos agrícolas cañeros como combustible en Cuba", *CentroAzúcar*, 21(2): 49-54, Santa Clara, 1994.
29. PHILIPS, V.O. & L. WEI: *Biomass energy opportunities on former sugarcane plantations in Hawaii [en línea] 1998*, Disponible en: <http://www.yahoo.com/Science/Energy/Biomass> [Consulta: enero 18 2011].
30. ROBINSON, S. B.: "Prediction of the natural convective heat transfer from a horizontal heated disk", *Journal of heat transfers*, 109(4): 906-911, 1987.
31. RODRÍGUEZ, C. S.: *Consideraciones Sobre el sector Energético Cubano*, 34pp., Instituto superior Politécnico José Antonio Echeverría (ISPJAE), CUJAE, La Habana, Cuba, 2001.
32. SANCHEZ, T., C.: On de process of flame spreading over de surface of plastic fuel in oxidizing atmosphere. In: **Twelfth Symposium of Combustion**, pp. 229-240, USA, 1969.
33. SPALDING, D.: *Convective mass transfers*, 214pp., Ed. McGraw-Hill. USA, 1963.
34. SUBRATA, B.: "Effects of pyrolysis kinetics on opposed flow flame spread modelling", *Heat transfers in fire and combustion systems*, 199: 143-147, 1992.
35. SUCEC, J.: "Heat transfer across turbulent boundary layers with pressure gradients", *Journal of heat transfer*, 112(4): 906-912, 1990.
36. THOMAS, P.: Flame spread in laminar flow, In: **Ninth Symposium of Combustion**, pp. 983-988, USA, 1965.
37. WILLIAN, F.A.: *Combustion theory*, Addison-Wesley, 367pp., USA, 1965.
38. WILLIAN, F.A.: Combustion of vertical cellulosic cylinders in air. In: **Twelfth Symposium of Combustion**, pp. 253-264, USA, 1969.
39. WILLIAN, F.A.: Mechanism of fire spread, In: **Sixteenth Symposium of Combustion**, pp. 367-372, USA, 1978.
40. YANG, J. T.; G. WANG & Y. LI: "Ignition in solid particle whit natural convection", *Journal of heat transfers*, 321(3): 640-744, 2000.
41. YAO, L. S.: "Two-dimensional mixed convection along a flat plate", *Journal of heat transfer*, 109(2): 440-445, 1987.
42. ZELDOVICH, Y.: *On the theory of combustion of initially unmixed gases*, 412pp., McGraw- Hill, USA, 1952.