



# Generación de Frentes de Choque en la Interacción de Pulsos Cortos de Luz Láser Intensa en Plasmas Supercríticos

<sup>1</sup>V. E. López-Velásquez y <sup>2</sup>R. Ondarza-Rovira

<sup>1</sup>Instituto Tecnológico de Estudios Superiores de Santiago Tianguistenco  
Km 22, Carretera Tenango-La Marquesa, C.P. 52650, Edo. de México, México

<sup>2</sup>Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares  
AP. 18-1027, México 11801, D.F., México

## Resumen

La investigación de la interacción de láseres con plasmas se ha llevado a cabo principalmente en laboratorios de Europa, Japón y Estados Unidos durante las últimas décadas. Dichos estudios conciernen la propagación de luz láser intensa en plasmas no homogéneos, la absorción de radiación y la generación de electrones supratérmicos, entre otros. Simulaciones numéricas efectuadas por Denavit [1], para pulsos de radiación por arriba de  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> sobre blancos sólidos, han permitido observar la generación de frentes de choque iónicos con altas velocidades de propagación. En este trabajo se extiende el estudio de dicho efecto a través de algoritmos de simulación de partículas.

## 1. INTRODUCCIÓN

La tecnología actual ha hecho posible el diseño de dispositivos láser capaces de generar pulsos de radiación con duración en el rango de subpicosegundos a intensidades mayores de  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. Lo anterior ha permitido explorar nuevos aspectos de la física de la interacción de pulsos ultracortos de luz láser con plasmas densos o blancos sólidos. Algunas aplicaciones importantes, como la generación de rayos-x, requieren la absorción de energía en plasmas de densidad sólida a escalas por arriba del valor crítico, con factores mayores a  $10^2$ . A intensidades por debajo de  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> la absorción y el calentamiento pueden interpretarse por modelos colisionales de los electrones en el plasma, donde se obtienen temperaturas de  $T_e \sim 10$ -50 eV. Dicha descripción es inadecuada a muy altas intensidades, en donde la absorción resonante o el calentamiento del plasma por el efecto Brunel ofrecen mejores modelos alternativos. En la interacción de pulsos de radiación láser con plasmas ocurren una gran variedad de fenómenos [1,4], como son la generación de armónicos de la frecuencia fundamental por reflexión o transmisión, producción de electrones relativistas, generación de campos magnéticos intensos, emisión armónica del plasma, y la producción de pares, entre otros.

La faceta particular de interés en la física de la interacción plasma-láser en este trabajo es la generación de frentes de choque iónico debida al acoplamiento de una fracción considerable de energía absorbida por los iones del plasma. Se hace una revisión del trabajo publicado por

Denavit [1], empleando la técnica de simulación de partículas [5], a partir de un código de 1½ dimensión, electromagnético y relativista, adaptado y desarrollado por los autores de este trabajo.

El resultado más importante encontrado por Denavit radica en que la absorción de energía por iones acelerados por pulsos de luz a intensidades de  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>, con incidencia normal al plasma, hace que éstos adquieran velocidades de propagación al interior del plasma de  $\sim 10^8$  cm/seg, mientras que la mayoría de los electrones permanecen con energía de  $\sim 20$  keV y donde la mitad de la energía absorbida es adquirida por los iones. En este trabajo se confirma que en el límite de intensidades altas, la conservación de momentum establece la relación para la energía de los iones de  $u_i = 2(I/m_i n_i c)^{1/2}$ , donde  $m_i$  es la masa del ion,  $n_i$  es la densidad,  $I$  y  $c$  son la intensidad del pulso y la velocidad de la luz, respectivamente. Se muestran, además, las estructuras que se forman en los frentes de propagación de los iones en los diagramas de espacio fase y en donde efectos de bifurcación se hacen evidentes. Se estudia una amplia gama de escenarios de interacción, en donde no sólo los parámetros del plasma son importantes para la generación de frentes de choque, sino se demuestra que el tamaño de éste y las características del pulso de radiación juegan un papel fundamental en la absorción de energía.

## 2. SIMULACION NUMERICA

Para el estudio de la interacción de pulsos de luz láser intensa en plasmas densos se desarrolló un programa de simulación numérica que permitiera describir la dinámica de las partículas. Se esbozan las subrutinas del programa EM1 (Electro-magnético, 1½-d) ; que hace uso de la técnica de partículas (Particle-in-Cell). Se efectuaron una serie de simulaciones numéricas con el cambio de los parámetros, tanto del plasma como de la fuente de radiación para obtener las características del efecto de la generación de frentes de choque y estudiar, así, el fenómeno de absorción de energía por los iones del plasma.

Las subrutinas del programa se detallan a continuación:

**Primero.** El programa lee los datos de entrada tales como:

a)  $L$ = Longitud del sistema, b)  $NSP$ = Número de especies, c)  $DT$  = Incremento temporal, d)  $NT$  = Número de pasos en el tiempo, e)  $NG$ = Número de celdas.

**Segunda.** Subrutina HISTRY: Abre los archivos de control de salida (energía, momento, posición, campos) .

**Tercera.** Subrutina INIT: Cambia los valores de entrada (como  $W, q/m$ ) en variables de la máquina. Calcula la posición y la velocidad inicial de la partícula .

**Cuarta.** Subrutina SETRHO: Convierte la posición en una variable de la máquina, acumulando la carga en las celdas de la malla.

**Quinta.** Subrutina FIELDS: Usando las cargas en la malla, resuelve la ecuación de Poisson para  $\Phi$ , a partir de la transformada rápida de Fourier CPFT, RPFT2 y RPFT12. Calcula la energía del campo  $E$  en la malla.

**Sexta.** Subrutina SETV: Carga  $v(0)$  a  $v(-\delta t/2)$ , usando el  $E(0)$  de la subrutina ACCEL. Convierte  $v$  a  $v\delta t/\delta x$ , variable de la máquina.

**Séptima.** Subrutina ACCEL: Convierte  $E$  a  $(q/m) E \Delta t^2/\Delta x$ , avanzando la velocidad en un paso del tiempo, usando  $E$ . Calcula la energía cinética. Se efectúa para cada especie.

**Octava.** Subrutina MOVE: Avanza la posición para cada paso temporal.

**Novena.** Guarda archivos de salida y nuevamente calcula otro ciclo.

**Décima.** Subrutina LAST: Cierra los archivos de control de salida y termina la ejecución.

### 3. RESULTADOS

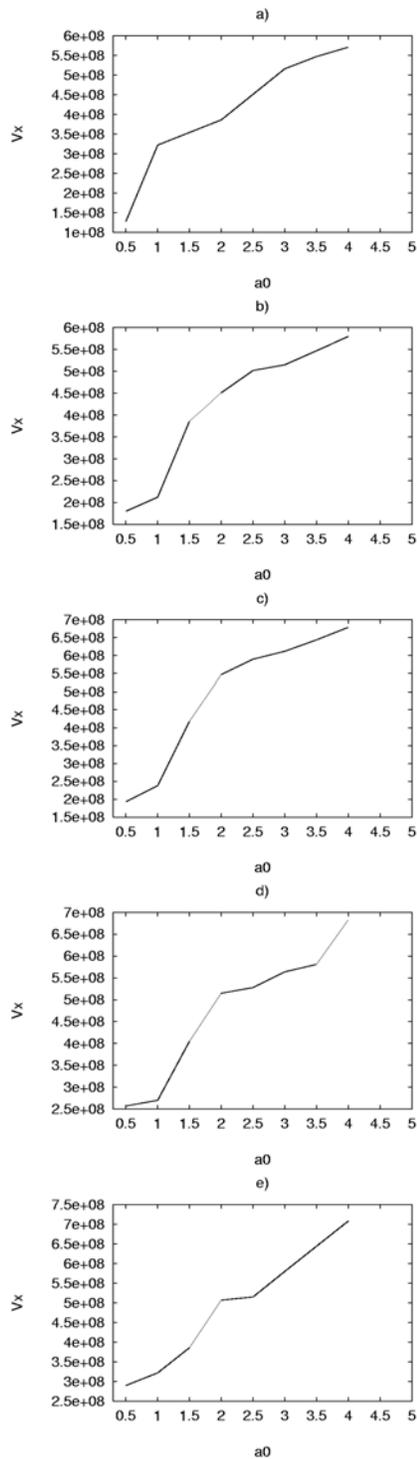
Los parámetros utilizados en las simulaciones fueron: La intensidad del láser ( $a_0$ ), longitud de onda ( $\lambda$ ), el número de pasos en el tiempo (NT), número de celdas ( $N_g$ ), el ancho del plasma ( $L_p$ ), para un tamaño del sistema de  $n_w = 4\lambda$  equivalente a 8192 celdas, incluyendo, además, dos regiones de vacío en la parte frontal y posterior al plasma para permitir la propagación de campos y partículas, la relación de densidad ( $n_e/n_c$ ), la temperatura ( $temp_v$ ) y el factor de relación carga-masa ( $m_{q_1}/m_{q_2}$ ). Se obtuvieron los resultados de la simulación numérica para diferentes escenarios de la interacción. En la Figura 1, se muestra la velocidad de propagación de los frentes de choque como función de la amplitud del campo para diferentes densidades del plasma.

Cada uno de estos diagramas corresponde a parámetros asignados para diferentes valores del campo de luz y del plasma con una relación carga-masa de  $q_{m_1}/q_{m_2} = 11016$ , que da  $q/m_2=0.47 \times 10^{14}$ , el tamaño del plasma fue de 6192 celdas (vacío =2000) y un número total de celdas de 8192. La longitud del sistema fue de  $n_w = 4$ , y la intensidad del pulso,  $a_0=8.544 \times 10^{-10} I^{1/2}(W/cm^2) \lambda^2_L(\mu m)$  fue fijada en el rango de 0.5 a 4.0, y con densidad de  $n_e/n_c = 100$  a 500. Un ejemplo es el mostrado en la Figura 2 en donde se muestra la formación del frente de choque en el espacio fase para  $a_0= 2.0$  y  $n_e/n_c= 200$ .

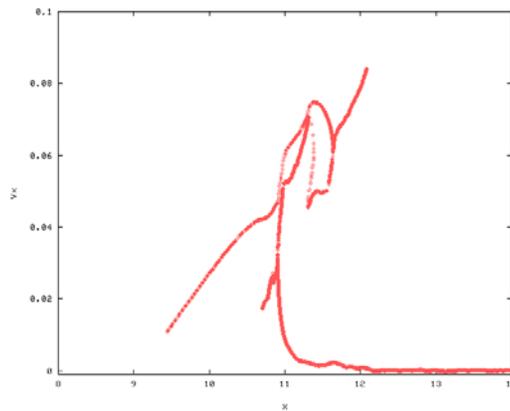
Bajo estas condiciones, se obtuvieron las velocidades de propagación, como se muestra en la Tabla 1.

**Tabla 1. Velocidades de propagación de los frentes de choque correspondientes a la Figura 1 (cm/seg).**

	$n_e/n_c=100$	$n_e/n_c=200$	$n_e/n_c=300$	$n_e/n_c=390$	$n_e/n_c=500$
$a_0= 0.5$	$1.28 \times 10^8$	$1.80 \times 10^8$	$1.93 \times 10^8$	$2.57 \times 10^8$	$2.90 \times 10^8$
1.0	$3.22 \times 10^8$	$2.12 \times 10^8$	$2.38 \times 10^8$	$2.70 \times 10^8$	$3.22 \times 10^8$
1.5	$3.54 \times 10^8$	$3.86 \times 10^8$	$4.18 \times 10^8$	$4.05 \times 10^8$	$3.86 \times 10^8$
2.0	$3.86 \times 10^8$	$4.51 \times 10^8$	$5.47 \times 10^8$	$5.15 \times 10^8$	$5.07 \times 10^8$
2.5	$4.51 \times 10^8$	$5.02 \times 10^8$	$5.90 \times 10^8$	$5.28 \times 10^8$	$5.15 \times 10^8$
3.0	$5.16 \times 10^8$	$5.15 \times 10^8$	$6.12 \times 10^8$	$5.64 \times 10^8$	$5.80 \times 10^8$
3.5	$5.47 \times 10^8$	$5.47 \times 10^8$	$6.44 \times 10^8$	$5.81 \times 10^8$	$6.44 \times 10^8$
4.0	$5.71 \times 10^8$	$5.80 \times 10^8$	$6.79 \times 10^8$	$6.83 \times 10^8$	$7.09 \times 10^8$



**Figura 1. Determinación de las velocidades de propagación con relación a la amplitud del campo de radiación para a)  $n_e/n_c = 100$ , b)  $n_e/n_c = 200$ , c)  $n_e/n_c = 300$ , d)  $n_e/n_c = 390$  y e)  $n_e/n_c = 500$ .**

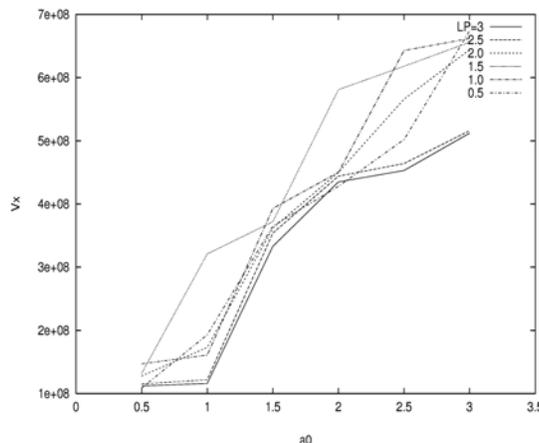


**Figura 2. Espacio fase de la generación de un frente de choque.**

Las velocidades observadas resultaron ser del orden de  $10^8$  cm/seg, tal como se muestra en la Tabla 1. En la gráfica a) de la Figura 1, con  $n_e/n_c=100$ , la velocidad inicial de los iones, alcanza un valor de  $3.2 \times 10^8$  cm/seg y con el incremento de la intensidad de 1 a 2, las velocidades aún son mayores, en comparación con b) donde la densidad es de  $n_e/n_c=200$ , en c) de  $n_e/n_c=300$ , en d)  $n_e/n_c=390$  y en e) de  $n_e/n_c=500$ .

Para una simulación similar al caso anterior pero con un tamaño de plasma de 1192 celdas (vacío =7000), se obtuvieron resultados distintos, donde las velocidades son menores al inicio de la interacción del pulso. El ancho del plasma es ahora menor y por consecuencia los iones adquieren velocidades, del orden de  $0.64 \times 10^8$  cm/seg.

Adicionalmente, para simulaciones cuando los iones son menos pesados, *i.e.* donde la relación carga-masa es de  $q_{m1}/q_{m2}=1836$ , es decir,  $q/m_2=0.287 \times 10^{15}$  y con un tamaño de plasma de 6192 celdas (vacío =2000), se obtiene que las velocidades son mucho mayores que en los dos ejemplos anteriores, alcanzando valores de  $19.33 \times 10^8$  cm/seg, cuando anteriormente era de  $7.09 \times 10^8$  cm/seg. Bajo los mismos parámetros, pero disminuyendo el tamaño del plasma a 1192 celdas (vacío =7000), se obtuvieron velocidades iniciales para la densidad de 100 nc de  $3.19 \times 10^8$  cm/seg y para el caso anterior de  $2.57 \times 10^8$  cm/seg. Por lo anterior, se infiere que los iones adquieren una mayor velocidad conforme el ancho del plasma disminuye.



**Figura 3. Velocidades de propagación de los frentes de choque para diferentes tamaños de plasmas.**

Para el caso en donde se varían el ancho del plasma y la densidad, con la intensidad constante ( $a_0=2.0$ ) y una relación de carga-masa de  $q_{m_1}/q_{m_2}= 11016$ , con  $q/m_2= 0.48 \times 10^{14}$  se observó poco aumento en la velocidad de los iones.

Por último, se realizaron simulaciones con parámetros semejantes a los utilizados por Denavit, para una densidad de  $n_e/n_c= 390$ , una relación de carga masa de  $q_{m_1}/q_{m_2}= 11106$ , con  $q/m_2= 0.48 \times 10^{14}$ , pero variando la intensidad del pulso. Se obtuvieron velocidades de propagación en el rango de  $1.12 \times 10^8$  a  $6.74 \times 10^8$  cm/seg, como se muestra en la Tabla 2 y en la Figura 3.

**Tabla 2. Velocidades de propagación (cm-/seg), con relación al tamaño del plasma L, para  $n_e/n_c = 390$ .**

	L=3	L=2.5	L=2.0	L=1.5	L=1.0	L=0.5
$a_0 = 0.5$	$1.12 \times 10^8$	$1.15 \times 10^8$	$1.28 \times 10^8$	$1.32 \times 10^8$	$1.47 \times 10^8$	$1.09 \times 10^8$
1.0	$1.16 \times 10^8$	$1.22 \times 10^8$	$1.73 \times 10^8$	$3.21 \times 10^8$	$1.61 \times 10^8$	$1.93 \times 10^8$
1.5	$3.33 \times 10^8$	$3.54 \times 10^8$	$3.62 \times 10^8$	$3.72 \times 10^8$	$3.93 \times 10^8$	$3.65 \times 10^8$
2.0	$4.35 \times 10^8$	$4.44 \times 10^8$	$4.50 \times 10^8$	$5.81 \times 10^8$	$4.50 \times 10^8$	$4.28 \times 10^8$
2.5	$4.53 \times 10^8$	$4.64 \times 10^8$	$5.66 \times 10^8$	$6.18 \times 10^8$	$6.43 \times 10^8$	$5.02 \times 10^8$
3.0	$5.12 \times 10^8$	$5.16 \times 10^8$	$6.44 \times 10^8$	$6.56 \times 10^8$	$6.62 \times 10^8$	$6.74 \times 10^8$

#### 4. CONCLUSIONES

En este trabajo reportamos nuevos aspectos relacionados con la absorción de energía y la generación de frentes iónicos de propagación cuando un pulso de luz láser intensa incide en un plasma denso.

Se reportan las velocidades de propagación de los frentes de choque iónico generados durante la interacción a partir del análisis de los diagramas de espacio fase de las partículas. La contribución importante de este trabajo fue la determinación de las velocidades de los frentes, a partir de distintos escenarios de simulación, con la variación de los parámetros del plasma y del campo de radiación incidente.

#### REFERENCIAS

- [1] Denavit J., *Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets*. Phys. Rev. Lett. 69(21), pp. 3052-3055 (1992).
- [2] Wilks S.C., Phys. Fluids B 5(7) *Simulation of ultraintense laser-plasma interaction*, pp. 2603-2608 (1993).
- [3] Bulanov S.V. and Naumova N.M., Phys. Plasma 1(3) *Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma*, pp. 745-757 (1994).
- [4] Kruer W.L., *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Addison-Wesley (1988).
- [5] Birdsall C.K. and Langdon A.B., *Plasma Physics via Computer Simulation* (McGraw-Hill, New York, 1976), p.133.