

Solitones y fonones en materiales ferroeléctricos con campo externo y disipación

Jorge A. González

Departamento de Física, Universidad de Camagüey

Luis O. Medina y Oscar Sánchez Martínez

Departamento de Física, Instituto Superior Pedagógico José Martí, Camagüey

RESUMEN

Se estudian las excitaciones no lineales que pueden aparecer en cristales que presentan transiciones estructurales. Se obtienen las condiciones de existencia de los solitones que describen las paredes de dominio. Se presentan las características de las soluciones correspondientes a excitaciones de tipo fonones no lineales y se muestra que estas tienden a comportarse como partículas con el aumento de la energía. Se obtiene el potencial de interacción entre dos solitones y se analiza la estructura interna de los mismos.

ABSTRACT

Non-linear excitations that appear in crystals that exhibit structural phase transitions are studied. The existence conditions of solitons describing domain walls are obtained. There are given characteristics of solutions corresponding to excitations as the so-called non-linear phonons and it is shown that such solutions, for high energy, behave as particles.

The interaction potential between two solitons is obtained and their internal structure is analyzed.

1. INTRODUCCIÓN

Este es un trabajo dedicado a las excitaciones no lineales del tipo paredes de dominio, fonones, etcétera, en sistemas que presentan transiciones de fase estructurales. Tales transiciones están asociadas con inestabilidades en el movimiento de la rejilla cuando el cristal es enfriado hasta una temperatura inferior a la crítica T_c .

Nuestro análisis se limitará a cristales con desplazamientos graduales de la rejilla entre las celdas-unidades vecinas.

Aquí se seguirá la dirección tomada por M. A. Collins y coautores en el trabajo [1]. Ellos crearon un modelo matemático para describir el desplazamiento colectivo ferrodistortivo correspondiente a la llamada moda suave. La esencia del modelo es la ecuación de movimiento que toma como parámetro de orden a la magnitud que es la *proyección* de todo el conjunto de modas vibracionales de la rejilla. La interacción de este grado de libertad y el resto de la rejilla es introducido por medio de un potencial anarmónico del campo cristalino y un término disipativo.

El potencial anarmónico es una propiedad del acoplamiento cuando todos los otros iones de la rejilla toman su posición de equilibrio.

La ecuación de movimiento que se toma es unidimensional. Los experimentos muestran que estos modelos son válidos para una buena variedad de cristales. También se toma en cuenta la existencia de un campo externo que para los materiales ferroeléctricos será un campo eléctrico.

En el presente trabajo se estudian las excitaciones no lineales que pueden aparecer en los cristales de materiales ferroeléctricos con propiedades de desplazamiento. Para esto se investiga en detalle la ecuación de movimiento de la rejilla. A diferencia del trabajo [1], aquí se toma un potencial anarmónico general y se analizan excitaciones que Collins y coautores no tuvieron en cuenta.

Las condiciones de existencia de los solitones que describen las paredes de dominio son obtenidas y se calculan sus velocidades. Se da una explicación física de las diferentes soluciones localizadas de la ecuación así como su interrelación. El potencial de interacción entre dos solitones es obtenido.

También se estudia la dinámica interna de las paredes de dominio.

2. LA ECUACIÓN DE MOVIMIENTO

En el presente trabajo se asume la siguiente ecuación para la función $U(x, t)$ que describe el desplazamiento del cristal en cada posición x_1

$$m \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}(x_i, t) + m\lambda \frac{\partial U}{\partial t}(x_i, t) + H(U) - \tilde{c}[U(x_{i+1}, t) + U(x_{i-1}, t) - 2U(x_i, t)] = F(x_i, t) \quad (1)$$

En (1) m representa la masa efectiva, $H(U)$ la fuerza que resulta del potencial cristalino $V(U)$ anarmónico

$$H = \frac{\partial V(U)}{\partial U} \quad (2)$$

$\tilde{c}[U(x_{i+1}, t) + U(x_{i-1}, t) - 2U(x_i, t)]$ es la fuerza elástica de origen electrostático entre las partículas vecinas, $m\lambda \frac{\partial U}{\partial t}$ es la fuerza disipativa y $F(x_i, t)$ es la fuerza externa (ver [1]).

Pasando a la representación continua tenemos

$$m \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + m\lambda \frac{\partial U}{\partial t} + H(U) - mc_0^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = F(x, t) \quad (3)$$

donde $mc_0^2 = \tilde{c}l^2$, l es el largo de la celda-unidad, \tilde{c} coeficiente de elasticidad ([1] y literatura allí citada).

El potencial $V(U)$ se toma con las siguientes características: es una función analítica de U con tres extremos, dos mínimos y un máximo, que son los apropiados para cristales con transiciones de fase estructurales. Los mínimos corresponden a las fases estables.

El término $mc_0^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$ corresponde a efectos elásticos entre las celdas-unidades vecinas de tal forma que c_0 es la velocidad característica del medio.

Consideramos que la fuerza externa es resultado de un campo eléctrico constante E :

$$F = e^*E \quad (4)$$

donde e^* es la constante de acoplamiento que juega el papel de carga efectiva de los iones. La fuerza F también puede estar dada por un polinomio de U que haga asimétrico al potencial $V(U)$.

3. INVESTIGACIÓN DE LA ECUACIÓN DE MOVIMIENTO

La ecuación (3) puede ser expresada como

$$\frac{d^2 U}{dz^2} + \gamma \frac{dU}{dz} = -\frac{dW(U)}{dU} \quad (5)$$

si buscamos soluciones en forma de onda viajera $U(x, t) = U(x-vt)$ v es la velocidad de la onda. Para esto hemos introducido la nueva variable

$$z = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - (v/c_0)^2}} \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{\lambda v}{c_0^2 \sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

(7)

$$W(U) = - \frac{v(U)}{mc_0^2} + \frac{e^* E}{mc_0^2} U + k$$

k - constante arbitraria

El gráfico de $W(U)$ aparece en la figura 1.

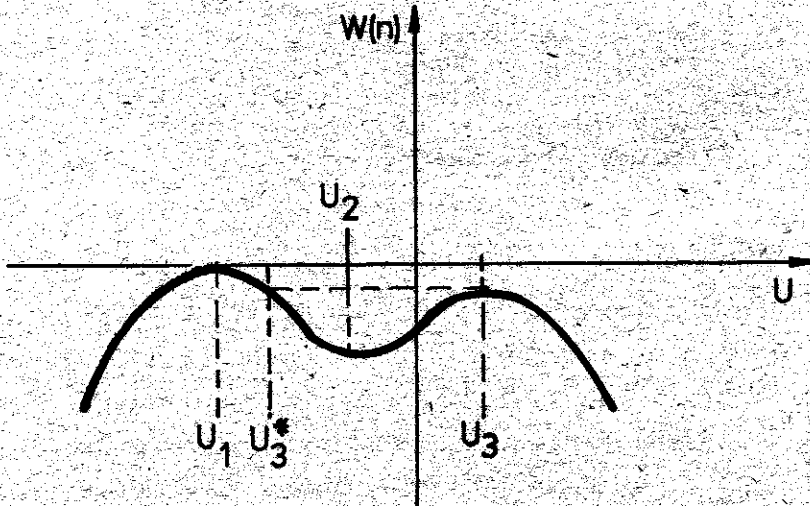


Fig. 1

Gráfico de la función $W(U)$

La asimetría de $W(U)$ depende del campo externo E . Si $E < 0$ el potencial $W(U)$ será como en la figura 1, si $E > 0$ el mínimo de menor altura será U_1 .

Nosotros asumimos que $\left. \frac{d^2 W}{dU^2} \right|_{u=U_2} > 0$, (que quiere decir que el mínimo es parabólico) y que $W(U_1) = 0$. Esto último se puede lograr para cualquier potencial con una simple transformación lineal $U \rightarrow U + U_0$.

En el trabajo [2] de J. A. González y J. A. Holyst se investigó la ecuación (5) demostrándose las condiciones necesarias para la existencia de los diferentes tipos de ondas solitarias. Aquí resumiremos los resultados fundamentales.

Para que la ecuación de movimiento posea soluciones de tipo paredes de dominio es necesario que el potencial $W(U)$ posea tres extremos (U_1, U_2, U_3) , por lo que consideraremos que esto se cumple (esto conduce a que para un potencial $V(U)$ dado el campo eléctrico E debe ser menor que cierto valor crítico $E < E_c$ (ver [3]).

En el caso más simple de no existencia de rozamiento ($\lambda = 0$) y de sime-

tría de la función $W(U)$, $W(U_1) = W(U_2)$, la ecuación posee las bien conocidas soluciones en forma de kink y antikink solitones (figura 2).

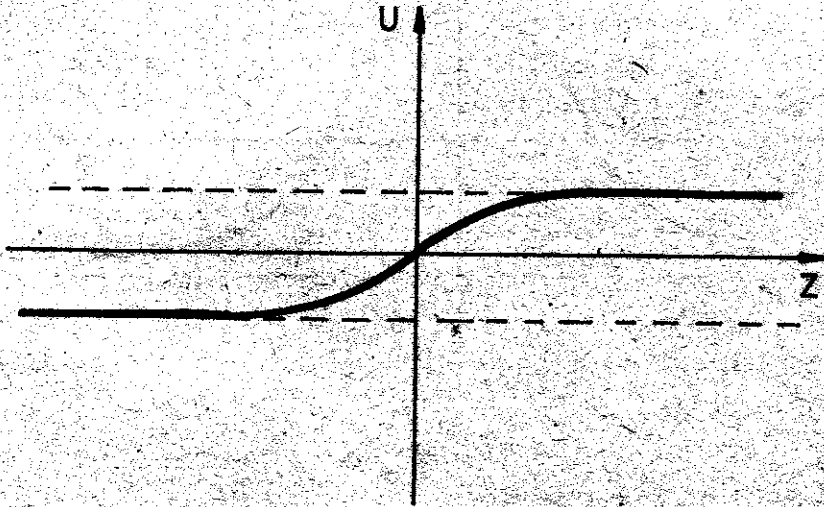


Fig. 2

Kink-solitón

Estas soluciones describen paredes de dominio que conectan las dos diferentes fases o estados de equilibrio.

Cuando se cumple la situación $\lambda = 0$ pero $W(U_1) > W(U_3)$ la ecuación tiene solución en forma de campana (o pulso) (ver figura 3).

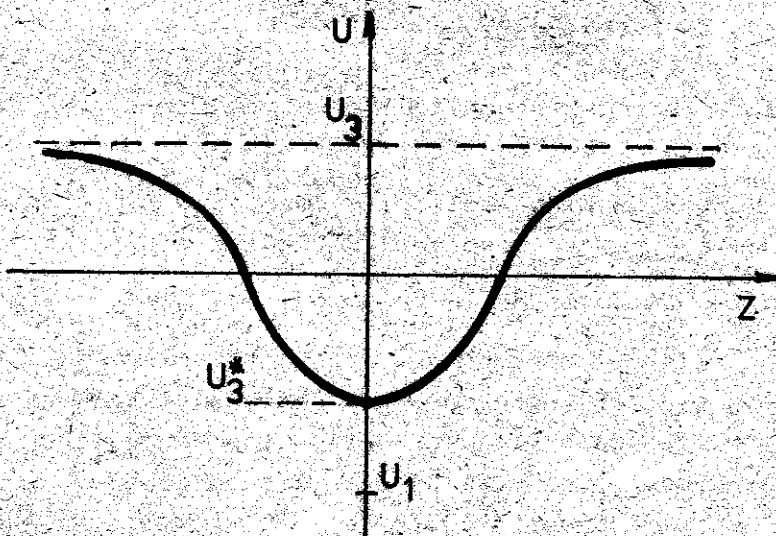


Fig. 3a

Solución de tipo campana: a) $W(U_1) > W(U_3)$

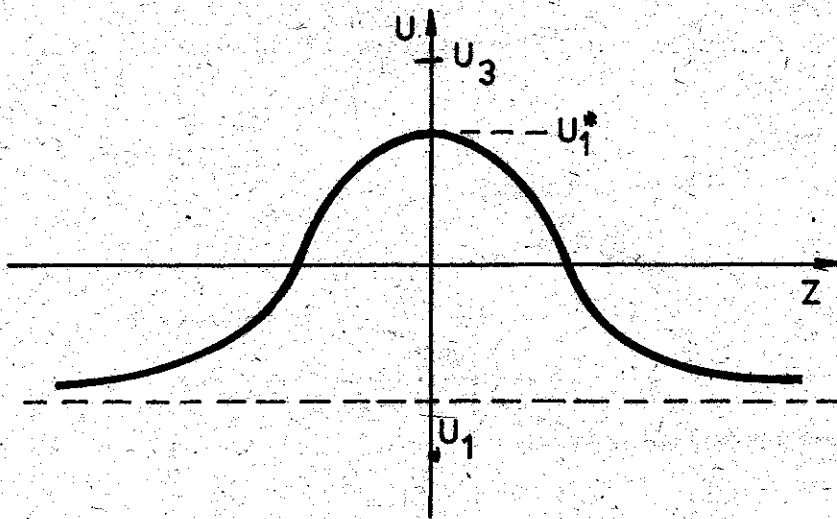


Fig. 3b

Solución de tipo campana: b) $W(U_1) < W(U_3)$

El valor extremo de la solución U_3^* puede hallarse de la condición $W(U_3^*) = W(U_3)$, $U_1 < U_3^* < U_3$.

La forma de esta solución puede ser obtenida mediante la primera integral de la ecuación (5):

$$\left| \frac{dU(z)}{dz} \right| = \left\{ 2[W(U_3) - W(U)] \right\}^{1/2} \quad (8)$$

Más adelante veremos cómo esta solución de tipo campana no es más que un estado ligado de un par kink-antikink.

Si simetizamos la forma del potencial $W(U)$ de tal manera que la diferencia $W(U_1) - W(U_3)$ tiende a cero, entonces el valor U_3^* tiende a U_1 y el pulso se disocia en un par desacoplado de un kink y un antikink a una distancia infinita uno de otro.

Cuando $\lambda = 0$ tanto los kink- solitones descritos anteriormente y los solitones tipo campana pueden moverse a cualquier velocidad.

Para $W(U_1) < W(U_3)$ la forma de la solución localizada se invierte como se muestra en la figura 3b.

Al mismo tiempo que las soluciones solitónicas vistas cuando $\lambda = 0$, surgen soluciones en forma de ondas viajeras periódicas de pequeñas amplitudes $U \sim U_2$. Estas excitaciones presentan un espectro continuo y se asocian comúnmente con los fonones térmicos ([4],[5]).

Supongamos ahora que tenemos disipación $\lambda > 0$.

Si la velocidad de la onda es cero ($v=0$), entonces pueden existir, los

mismos tipos de solitones analizados hasta ahora en dependencia de la simetría del potencial (si es simétrico habrá Kink-solitones, si asimétricos, pulsos).

Veamos entonces el caso $v \neq 0$, $\lambda \neq 0$, $W(U_1) > W(U_3)$: Para cierto valor crítico de $\gamma = \gamma_k$, existe una solución tipo kink semejante a la representada en la figura 2 que une los dominios U_1 y U_3 . La relación entre el valor γ_k y la forma del kink se da por la siguiente expresión

$$\gamma_k \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dU}{dz} \right)^2 dz = W(U_1) - W(U_3) \quad (9)$$

Suponiendo que la diferencia de altura entre los máximos U_1 y U_3 del potencial $W(U)$ es pequeña (esto significa que el campo eléctrico externo es pequeño, pues esta diferencia es proporcional al campo externo), podemos escribir

$$W(U) = W_0(U) + \epsilon W_1(U)$$

donde $W_0(U)$ es el potencial simétrico ($W_0(U_1) = W_0(U_3)$), $W_1(U)$ es asimétrico, $\epsilon \ll 1$.

Usando el esquema perturbativo obtenemos la relación para la velocidad del solitón (ver [2], [3])

$$\lambda v = \epsilon [W_1(U_1) - W_1(U_3)] / \int_{U_1}^{U_3} [-2W_0(U)]^{1/2} dU \quad (10)$$

como se puede observar, (10) tiene la forma de la ley de Stokes para una partícula que se mueve en un medio viscoso guiada por una fuerza constante.

Para valores de γ tales que $\gamma_k < \gamma < 2\sqrt{\alpha}$

donde $\alpha = \left. \frac{d^2W}{dU^2} \right|_{U=U_2}$ tenemos soluciones semisolitónicas como la que aparece en la figura 4a

Para valores muy grandes del parámetro γ ($\gamma^2 > 4\alpha$) el semisolitón toma la forma mostrada en la figura 4b, que es parecida a la de un kink pero que une no las fases o dominios U_1 y U_3 sino U_1 y U_2 .

A diferencia de los kinks forzados en medios viscosos, que pueden moverse solo a determinadas velocidades, existe un espectro continuo de velocidades posible para los kink-semisolitones siempre que se cumpla

$$\frac{\lambda^2 v^2}{1 - (v/c)^2} \geq 4\alpha \quad (11)$$

Existen otras soluciones localizadas análogas a los semisolitones pero que unen los valores U_3 y U_2 .

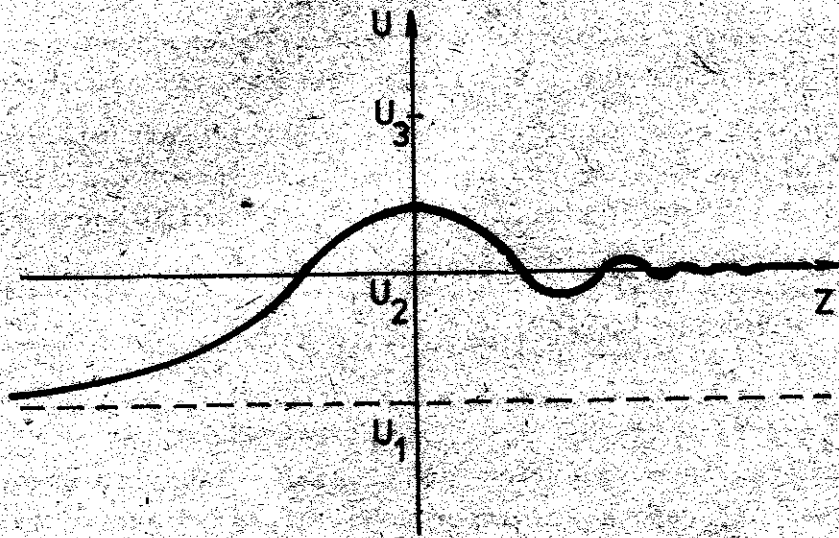


Fig. 4a

a) Semisolitón $\gamma_k < \gamma < 2\sqrt{a}$

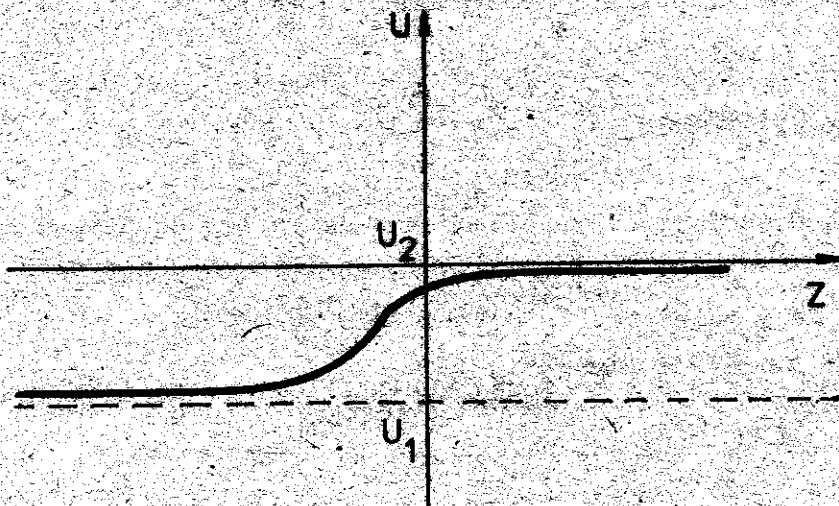


Fig. 4b

b) Semisolitón $\gamma \geq 2\sqrt{a}$

Hemos tomado hasta ahora las velocidades de las ondas positivas. Sin embargo, son posibles soluciones con velocidad negativa pero que describen antikink-solitones [2].

4. FONONES Y SOLITONES

Ya hemos mencionado que las soluciones periódicas que posee la ecuación de movimiento que corresponde a ondas cuasilineales de amplitud aproximada-

mente igual a U_2 , son interpretadas como fonones en toda una serie de trabajos ([1,4,5] y la literatura allí citada).

Ahora bien, cuando tenemos en cuenta los términos disipativos, tales soluciones periódicas de pequeña amplitud no existen. Los semisolitones representados en la figura 4 son las únicas soluciones correspondientes al espectro continuo de energía con amplitud finita. Como se puede ver, estas ondas tienen una forma mixta entre un solitón y una onda cuasi-periódica. Todo esto los hace candidatos a jugar el papel de *fonones no lineales* en sistemas con disipación.

Como las soluciones fonónicas, estas soluciones son inestables [2], sin embargo juegan un papel muy importante en la termodinámica del sistema a la par con estructuras tan no lineales como las paredes de dominio descritas por solitones que sí son estables [1-5].

Es interesante que a medida que aumenta la energía de estas ondas su forma tiende cada vez más a parecerse a la forma de un solitón y cuando su velocidad sobrepasa al valor crítico y entra en el intervalo (11) el semisolitón se convierte en una onda localizada con forma de kink [2].

Esto quiere decir que mientras mayor sea la energía de estas excitaciones más se asemejan a partículas. Queremos puntualizar que el semisolitón, por mucho que aumente su velocidad nunca llegará a ser un kink-solitón. Aquí la relación fonón-solitón puede ser comparada con la relación fotón-electrón: los fotones de alta energía poseen características corpusculares y se asemejan a los electrones pero nunca un fotón puede convertirse en un electrón (¡nunca alcanzará masa de reposo ni carga eléctrica!).

La carga topológica del kink es $U_3 - U_1$, mientras que la del semisolitón es $U_2 - U_1$. Ellas llegarían a ser iguales sólo cuando $U_2 = U_3$, que es posible en el caso único de que el campo externo tome su valor crítico. Como se demostrará luego, este valor crítico es la fuerza máxima que puede haber entre dos solitones en tales sistemas.

5. DINÁMICA DE LOS SOLITONES. POTENCIAL DE INTERACCIÓN

Para analizar la dinámica de los solitones partiremos de un caso particular de (3) que de hecho es el modelo más usado para describir las paredes de dominio: la ecuación de la teoría \mathcal{G}^4 .

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \alpha U + \beta U^3 = 0 \quad (12)$$

$\alpha > 0, \beta < 0$

Esto nos facilitará poder describir, en muchos casos, las soluciones exactas. La ecuación (3) se puede escribir como (12) cuando no hay disipación ni campos externos y la función $H(U)$ es un polinomio de tercer grado impar.

Las soluciones exactas kink y antikink que describen las paredes de dominio libres en (12) son:

$$U = \pm \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\alpha}{2}} \frac{x - vt - x_0}{\sqrt{1 - (v/c_0)^2}} \right) \quad (13)$$

th - tangente hiperbólica, x_0 es una constante arbitraria que determina la posición inicial del solitón. El signo + corresponde al solitón y el - al antisolitón.

En los trabajos [6,7] se estudió la relación del kink a la acción de débiles campos externos constantes con métodos perturbativos. Teniendo en cuenta estos resultados y los discutidos en el punto 3 del presente trabajo, se tiene que: si sobre el sistema actúa una fuerza externa constante h la ecuación es

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \alpha U + \beta U^3 + h = 0 \quad (14)$$

Supongamos $h > 0$. En este caso el solitón será acelerado en dirección negativa del eje x y el antisolitón en sentido contrario; la forma del solitón va a depender del tiempo.

Para fuerzas h muy débiles el comportamiento es Newtoniano (es decir, la aceleración es proporcional a la fuerza externa). Por otro lado, la fuerza $\lambda \frac{\partial U}{\partial t}$ tiende a frenar tanto al solitón como al antisolitón. Si la fuerza externa y la disipación actúan al mismo tiempo, existe una relación especial entre h , λ y la velocidad del solitón, v , con la cual el solitón puede moverse uniformemente sin variar su forma [1,3]. Este fenómeno lo vimos en el punto 3 para la ecuación general. Lo más interesante, sin embargo, es que (14) posee una solución estacionaria que corresponde a un estado ligado de un solitón y un antisolitón [2,3].

$$U = \frac{2\sqrt{2p}(\rho - 3y^2)}{(\rho - y^2)e^k + \rho e^{-k} + 2y\sqrt{2p}} + y \quad (15)$$

donde $\rho = -\frac{\alpha}{\beta}$, $k = \sqrt{\beta(\rho - 3y^2)}(x - x_0)$.

Aquí y es una de las tres raíces (y_1, y_2, y_3 con $y_3 < y_1 < y_2$) de la ecuación cúbica $\alpha U + \beta U^3 + h = 0$ en dependencia del signo de h . Si $h < 0$, $y = y_2$; si $h > 0$, $y = y_3$.

En lo adelante, para mayor definición, supondremos $h < 0$.

Además, debe cumplirse $h^2 < -4/27 \frac{\alpha^3}{\beta}$, que es la condición de que (15) tenga soluciones localizadas. El aspecto de (15) se observa en la figura 3 y no es más que la solución de tipo campana de que se habló en el punto 2 pero

de forma analítica para el caso particular (14). Como decíamos entonces, este es un estado ligado de un solitón y un antisolitón. Si definimos el punto de inflexión de (13) como el centro de masa del kink, entonces la distancia entre el solitón y el antisolitón estará dada por la separación geométrica de los dos puntos de inflexión de (15).

La relación exacta entre esta distancia R y h es muy complicada

$$\frac{2\sqrt{2\rho(\rho-3y_2^2)}}{(\rho-y_2)^2 e^M + \rho e^{-M} + 2y_2\sqrt{2\rho}} = y_1 - y_2 \quad (16)$$

donde $M = \sqrt{\beta(\rho-3y_2^2)} \left(\frac{R}{2} - x_c\right)$

$$x_c = \ln \frac{\left[\frac{\beta}{\alpha} y_2^2 + 1\right]}{2\sqrt{\alpha-3\beta y_2^2}}$$

Con el aumento de h disminuye la distancia entre el solitón y el antisolitón y se hace más evidente su deformación, que es producto de la interacción solitón-antisolitón [2,3]. Esta interacción tiene carácter de atracción.

El estado ligado solitón-antisolitón es estacionario en el caso dado debido a que, además de la fuerza de atracción entre ellos, está presente la fuerza externa h que actúa sobre el solitón hacia la izquierda y sobre el antisolitón en sentido contrario.

La distancia R en (16) es la crítica (con h fijo) para que se equilibren estas fuerzas contrarias. Cualquier otro estado inicial de un solitón y un antisolitón no será estacionario. Si se encuentran a menor distancia que la crítica, tenderán a acercarse, si están a mayor distancia, prevalecerá la fuerza externa que los alejará. Este estado de equilibrio es inestable. Su existencia, sin embargo, nos ayuda para la obtención de la dependencia de la fuerza de atracción (que en el equilibrio coincide con h) respecto a la distancia que separa los solitones. Esta dependencia está en (16) aunque no explícitamente.

La fuerza de atracción $h(R)$ posee un máximo en el origen

$$|h(0)| = \frac{2}{3} \alpha \sqrt{-\frac{\alpha}{3\beta}} \quad (17)$$

y decrece exponencialmente con la distancia

$$|h(R)| \propto \alpha \sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}} e^{-\sqrt{2\alpha} R} \quad (18)$$

6. ESTRUCTURA INTERNA DEL SOLITÓN

Podemos utilizar (15) para estudiar la estructura interna del solitón. Vamos a considerar al solitón estático ($v = 0$).

La función (13) que describe al solitón libre, tiende exponencialmente en $+\infty$ y $-\infty$ a los valores $\sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}$ y $-\sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}$ en los cuales la energía es cero. Estos valores se alcanzan más rápidamente entre mayor sea el valor $\sqrt{2\alpha}$ que es el coeficiente de la x en el exponente de (13). Por eso, usualmente se define como radio del solitón al valor

$$R_s = \frac{1}{\sqrt{2\alpha}} \quad (19)$$

El solitón y el antisolitón que forman el estado ligado (15) sufren una deformación debido al par de fuerzas que actúan sobre ellos en sentidos contrarios.

El coeficiente de x en el exponente de (15) es $\sqrt{-\alpha - 3\beta y_2^2}$, por eso, el nuevo radio de los solitones deformados será

$$R_{s \text{ def}} = \frac{1}{\sqrt{-\alpha - 3\beta y_2^2}} \quad (20)$$

Para una fuerza externa h pequeña ($h^2 \ll -4/27 \frac{\alpha^3}{\beta}$) tenemos

$$R_{s \text{ def}} \approx \frac{1}{\sqrt{2\alpha}} \left(1 + \frac{3h}{4\alpha\sqrt{-\frac{\alpha}{\beta}}} \right) \quad (21)$$

lo que quiere decir que la deformación respecto al estado inicial de un solitón no perturbado (13) es

$$\Delta R = \frac{3}{4} \sqrt{-\frac{\beta}{2}} \frac{h}{\alpha^2} \quad (22)$$

la fórmula (22) es semejante a la Ley de Hooke! (la deformación resulta proporcional a la fuerza externa). Podemos deducir que la estructura interna del solitón se comporta dinámicamente como un resorte.

Durante la dinámica de interacción de los solitones entre sí o con campos externos este grado de libertad interno debe manifestarse fuertemente. Esta capacidad de la estructura interna del solitón de deformarse y oscilar se ha observado en experimentos numéricos de colisiones entre solitones [8].

7. COMPARACIÓN CON EL EXPERIMENTO

En [9] J. F. Currie y coautores comparan los resultados obtenidos por ellos en su modelo con toda una serie de experimentos (ver literatura allí citada) con ferroeléctricos del tipo $Pb_3Ge_3O_{11}$ y $SbSI$ pero además se

hace una descripción detallada de los resultados de estos experimentos en general.

Es necesario destacar que los solitones (paredes de dominio en este caso) no son algo abstracto sino que pueden ser observados experimentalmente: la posición de las paredes de dominio se puede observar por medios ópticos, directamente en un medio ópticamente activo o usando agentes externos. Los efectos del movimiento de las paredes de dominio se pueden ver mediante experimentos de dispersión y polarización.

Los experimentos mencionados son principalmente con dispersión de la luz, neutrones, rayos x y efectos de polarización e histéresis. En [9] se muestra cómo los parámetros del modelo pueden ser determinados desde consideraciones físicas y de los datos experimentales.

Con ayuda del estudio del movimiento Browniano de las paredes de dominio [1.9] ellos logran explicar la existencia de un pico central en el espectro de la dispersión de la luz y de neutrones.

En general, los resultados de Collins y coautores y los nuestros están en concordancia con los datos experimentales sobre el movimiento de las paredes de dominio.

Por otro lado, nuestras predicciones sobre la interacción entre las paredes de dominio y la dinámica interna de las mismas pueden ser comprobadas con experimentos similares pero donde se planteen como objetivos tales estudios.

CONCLUSIONES

En este trabajo se ha investigado la ecuación de movimiento de cristales que presentan desplazamientos colectivos ferrodistortivos con un potencial cristalino anarmónico general. Han sido encontradas las condiciones necesarias para la existencia de los diferentes tipos de ondas viajeras posibles que describen excitaciones no lineales como solitones (paredes de dominio) y fonones.

Se obtiene la velocidad que adquiere el solitón cuando es forzado por un campo eléctrico externo teniendo en cuenta la disipación que se opone al movimiento. Esta velocidad es proporcional a la asimetría del potencial.

Ha quedado demostrada la existencia de soluciones semisolitónicas para todo un espectro continuo de velocidades de las ondas viajeras que son identificables con excitaciones de tipo fonones no lineales. Se analiza cómo varía la estructura de estas excitaciones al aumentar su velocidad (energía). Existe cierta velocidad crítica a partir de la cual los semisolitones toman la forma de un kink, es decir, aumenta su comportamiento corpuscular.

El potencial de interacción solitón-antisolitón es obtenido con ayuda de una solución exacta que describe un estado ligado de un solitón y un anti-solitón. Esto puede ayudar a construir la estadística de un gas solitónico real.

Se estudia el comportamiento interno de las paredes de dominio demostrándose que se comportan como un resorte no lineal.

Los datos de los experimentos con dispersión de la luz, neutrones y de polarización e histéresis confirman los resultados sobre el movimiento de las paredes de dominio. Con experimentos similares pudieran comprobarse nuestras predicciones sobre la interacción y dinámica interna de las paredes.

Estas investigaciones tienen importancia práctica en interruptores ópticos, patrones con capacidad de memoria y otras aplicaciones de materiales ferroeléctricos.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Collins, M. A., A. Blumen, F. Currie and J. Ross
Physical Review B Vol. 19, No.7, pag 3630, (1979).
- [2] González, J. A. y J. A. Holyst
Physical Review, Vol. 35, No.7, pag. 3643, (1987).
- [3] González, J, A.
Exact soliton-like solutions of perturbed equation, ICTP (Trieste),
Internal report IC/86/79 (1986).
- [4] Makhankov, V. G. y V. K. Fadyanin
Physics Reports, Vol. 104, No. 1, pag 1 - 86, (1984).
- [5] Bishop, A. R., J. A. Krumshansl y S. E. Trillinger
Physica 1D pag 1-44, (1980).
- [6] Geicke, J.
Physical Review B, Vol. 30, No. 6, pag. 3510, (1984).
- [7] Dash, P. C.
Physics Letters, Vol. 109A, No. 7, pag. 307, (1985).
- [8] Campbell, D. K. y M. Peyrard
Physica 18D, pag 47-57, (1986).
- [9] Currie, J. F., A. Blumen, M. A. Collins y J. Ross
Physical Review, Vol. 19, No.7, pag 3645, (1979).