

Modificación al modelo de flujo atrapado intragranularmente para el estudio de la dependencia $J_c(B_a)$ a campos magnéticos bajos

P. Muné

*Departamento de Física Aplicada, Universidad de Oriente
Avenida de Las Américas, Santiago de Cuba, Cuba*

E. Govea-Alcaide

*Departamento de Física, Facultad de Ciencias Naturales, Universidad de Oriente
Patricio Lumumba s/n, Santiago de Cuba, Cuba*

Recibido el 26 de enero de 2000; aceptado el 18 de julio de 2000

Se presenta un estudio teórico de la influencia del flujo atrapado intergranularmente en la dependencia $J_c(B_a)$ para valores relativamente bajos de la inducción magnética del campo aplicado, B_a ($B_a < 50$ mT), teniendo en cuenta que la cerámica superconductora se comporta como un arreglo serie-paralelo de uniones Josephson con comportamiento tipo Fraunhofer. Se han utilizado los modelos de estado crítico de Kim y de Bean para el cálculo de la magnetización intergranular e intragranular, respectivamente. Al introducir la magnetización intergranular el nuevo modelo muestra un comportamiento acorde con los resultados experimentales en el sistema Bi-Sr-Ca-CuO, que consiste en el no desplazamiento del máximo de las curvas de retorno hacia valores positivos de B_a .

Descriptores: Corriente crítica; histéresis en la dependencia $J_c(B_a)$; granularidad; arreglo de uniones Josephson; flujo atrapado

We present a theoretical study of the influence of the intergranular flux trapped in the $J_c(B_a)$ dependence for relatively low values of the external magnetic induction, B_a ($B_a < 50$ mT); taken into account that the ceramic behaves as a series-parallel array of Josephson junctions with Fraunhofer behavior. Also, we use the Kim and Bean critical state models to calculate the inter- and intragranular magnetization respectively. When we introduced the intergranular magnetization the new model shows a good agreement with the experimental results in the system Bi-Sr-Ca-CuO that consists in the no-displacement of the maximum of the return curves to positive values of B_a .

Keywords: Critical current; hysteresis in $J_c(B_a)$ dependence; granularity; Josephson junctions array; flux trapped

PACS: 74.25.Fy; 74.50.+r; 74.60.Ge; 74.60.Jp

1. Introducción

Se define la densidad de corriente crítica de transporte como el máximo valor que puede tomar esta magnitud sin que en el superconductor exista disipación, sobreentendiendo que todo lo anterior se determina para un valor de temperatura y campo magnético aplicados dados. En el caso de los materiales cerámicos la dependencia $J_c(T, B_a)$ presenta sus particularidades debido al comportamiento granular de los mismos [1, 2]. Así, aparecen en la literatura dos tendencias para explicar el mecanismo de disipación de estos materiales. Una de ellas, la más utilizada, plantea que la corriente crítica se ve limitada debido a que la cerámica superconductora puede ser considerada un arreglo de uniones Josephson en paralelo [3], cuya dependencia de la densidad de corriente crítica con el campo magnético aplicado sigue aproximadamente un patrón tipo Fraunhofer [4].

El estudio teórico de la dependencia $J_c(B_a)$ en las cerámicas de Y-Ba-Cu-O a campos bajos (50 mT) se encuentra en los trabajos de Peterson y Ekin [3, 4] y Evetts y Glowacki [5]. El último de estos artículos sienta las bases para el cálculo del campo intergranular en las curvas de retorno usando el modelo de Bean [6]. Los trabajos posteriores más importantes se deben a Altshuler *et al.* [7, 8] y a Muller y Mathews [9], quienes a diferencia de otros [10–12], proponen un modelo de flujo atrapado intragranularmente (no se tiene

en cuenta el flujo atrapado intergranularmente), despreciando el factor geométrico de la muestra en un arreglo de uniones Josephson en paralelo y utilizando el modelo de Bean para describir cuantitativamente la magnetización los granos.

Dada la dificultad que presenta este modelo para el ajuste de las curvas experimentales, tanto en el caso del sistema Y-Ba-Cu-O [9, 13] como en el Bi-Sr-Ca-Cu-O, Muné *et al.* propusieron modelar la cerámica superconductora como un arreglo de uniones Josephson en serie-paralelo con comportamiento tipo Fraunhofer además de considerar la existencia de valores negativos de factores geométricos en la distribución de estos a nivel intragranular [14–16].

Como se ha indicado, en todos estos trabajos sólo se ha tenido en cuenta la influencia del flujo atrapado intragranularmente. Mediciones magnetométricas han corroborado la existencia de flujo atrapado a nivel intragranular e intergranular [17–19]. El objetivo de este trabajo es presentar un estudio teórico de la influencia del flujo atrapado intergranularmente en la dependencia de la densidad de corriente crítica de transporte con el campo magnético externo aplicado.

2. Modelo de flujo atrapado intra e intergranularmente

Si suponemos que tenemos una cerámica superconductora de alta temperatura crítica en presencia de un campo magnético

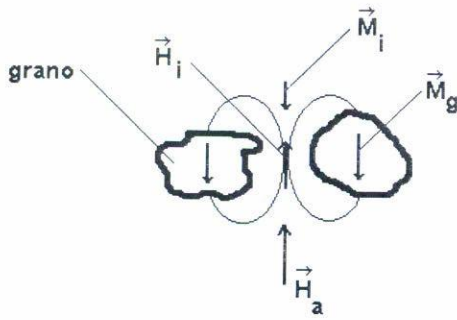


FIGURA 1. Esquema de una unión intergranular que ilustra la composición de vectores de la Ec. (5).

homogéneo \vec{H}_a , entonces, debido a la acción de las corrientes de apantallamiento que circulan por el material, el campo magnético \vec{H}_s en la superficie del superconductor difiere de \vec{H}_a en la forma descrita por la expresión

$$\vec{H}_s = \vec{H}_a - N_s \vec{M}_s, \tag{1}$$

donde N_s y \vec{M}_s son el factor de desmagnetización y la magnetización de la muestra, respectivamente.

Al comportarse la cerámica superconductor como un arreglo de granos embebidos en un medio intergranular (aislante, metálico o superconductor, con parámetros deprimidos) podemos plantear que

$$\vec{M}_s = \vec{M}_i + C \vec{M}_g, \tag{2}$$

siendo \vec{M}_i la magnetización intergranular, \vec{M}_g la magnetización intragranular y C una constante que está relacionada con la fracción de volumen que ocupan los granos en la muestra.

Por otro lado, el campo magnético intergranular \vec{H}_i se diferencia de \vec{H}_s en un valor que depende de la magnetización intragranular y del factor de desmagnetización de los granos (G) [9, 13], o sea,

$$\vec{H}_i = \vec{H}_s - G \vec{M}_g, \tag{3}$$

luego, $\vec{M}_i = \vec{M}_i(\mu \vec{H}_i)$.

Finalmente, la inducción magnética intergranular se define como (Fig. 1)

$$\vec{B}_i = \mu_0(\vec{H}_i + \vec{M}_i), \tag{4}$$

por lo que $\vec{M}_g = \vec{M}_g(\vec{B}_i)$. Resultados similares han sido reportados en las Refs. 20, 21, en el caso de esta última aplicados al cálculo de la resistencia superficial y su dependencia con el campo magnético externo.

Sustituyendo (1), (2) y (3) en (4), despreciando N_s y tomando a \vec{H}_a perpendicular al eje mayor de la muestra, obtenemos que

$$\vec{B}_i = \mu_0(\vec{H}_a + \vec{M}_i - G \vec{M}_g), \tag{5}$$

luego en (5) se tiene en cuenta la influencia tanto de la magnetización intragranular \vec{M}_i , como de la intergranular.

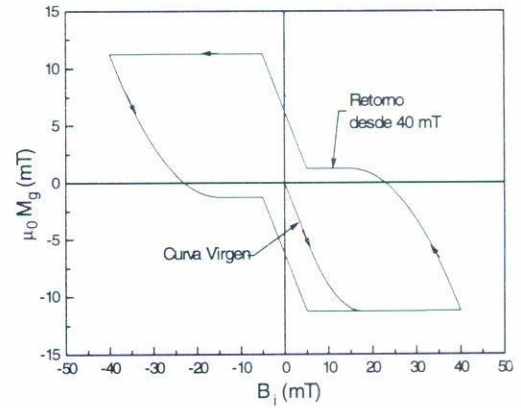


FIGURA 2. Lazo de histéresis en la magnetización intragranular.

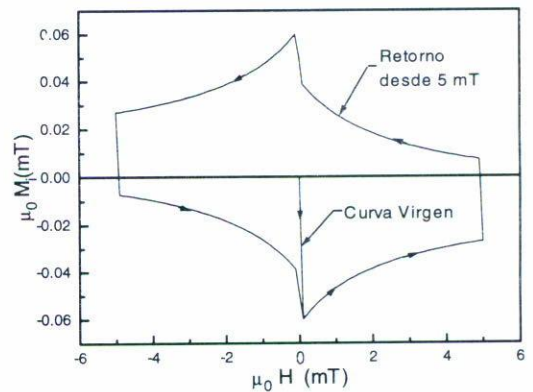


FIGURA 3. Lazo de histéresis en la magnetización intergranular.

En las Figs. 2 y 3 mostramos los lazos de histéresis en las dependencias $M_g(B_i)$ y $M_i(\mu_0 H_i)$ respectivamente. Como es lógico la influencia de la magnetización intergranular se hace sentir con mayor fuerza en la zona de los campos menores que el primer campo crítico intragranular H_{c1g} , donde alcanza su máximo para $H_i \cong H_i^*$, mientras que \vec{M}_g resulta predominante para valores de B_i superiores al primer campo crítico de los granos (H_{c1g}).

Los parámetros utilizados en estos gráficos son: $G = 0.825$, $\mu_0 H_{c1g} = 5$ mT, $\mu_0 H_g^* = 12.5$ mT, $\mu_0 H_{c1i} = 0$ mT, $\mu_0 H_i^* = 0.1$ mT, $\mu_0 H_{0i} = 2.5$ mT, los cuales están de acuerdo con los reportados en la literatura [16, 22].

Las expresiones analíticas para la magnetización intra e intergranular fueron obtenidas utilizando los modelos de estado crítico de Bean y Kim, respectivamente [16, 23].

Ahora, si tenemos en cuenta que M_i depende del campo intergranular (H_i), quien tiene dependencia de M_g , la cual a su vez depende de B_i , no es difícil notar que sólo a través del cálculo numérico podemos obtener a B_i en función del campo externo.

En la Fig. 4 mostramos a B_i en función de B_a ; la misma se obtuvo resolviendo numéricamente la Ec. (5). Un detalle importante de este resultado es que debido a la compresión de flujo en la región intergranular, el campo que “sienten” los

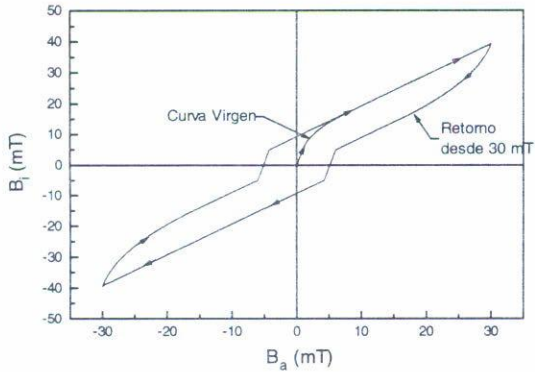


FIGURA 4. Inducción magnética intergranular en función del campo externo.

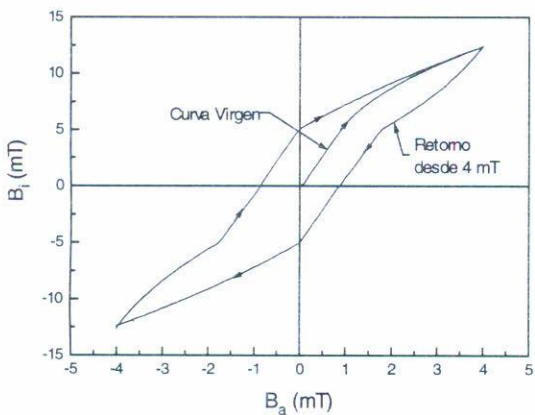


FIGURA 5. Lazo de histéresis en la dependencia $B_i(B_a)$ en la zona de campos bajos producto del atrapamiento de flujo en la zona intergranular.

granos, llega a ser superior a H_{c1g} antes que el externo supere este valor. Además es válido destacar el comportamiento histerético de B_i producto de la histéresis en las dependencias $M_i(\mu_0 H_i)$, para $H_{am} \leq H_{c1g}$ (Fig. 5) y $M_g(B_i)$, si $H_{am} > H_{c1g}$ (Fig. 4).

De acuerdo con lo planteado en la introducción consideraremos que la cerámica superconductora se comporta como un arreglo de uniones Josephson en serie-paralelo [15, 16], para las cuales la dependencia de la densidad de corriente crítica de transporte sigue aproximadamente un patrón tipo Fraunhofer:

$$J_c(B_a) = J_c(0) \left| \frac{\sin\left(\pi \frac{B_i}{B_0}\right)}{\pi \frac{B_i}{B_0}} \right|, \quad \text{si } |B_i| \leq \frac{B_0}{2} \quad (6)$$

y

$$J_c(B_a) = J_c(0) \left| \frac{1}{\pi \frac{B_i}{B_0}} \right|, \quad \text{si } |B_i| \leq \frac{B_0}{2}, \quad (7)$$

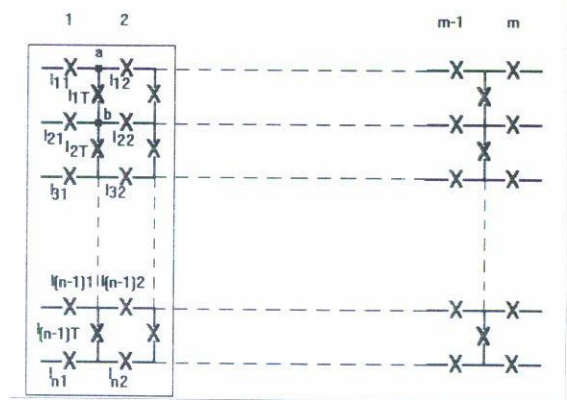


FIGURA 6. Arreglo serie-paralelo de dispositivos con comportamiento tipo Fraunhofer, donde m se refiere al número de columnas y n al número de filas.

con $B_{0i} = \Phi_0/2\lambda L$, donde λ es la longitud de penetración de London de los granos, L la longitud promedio de las uniones y B_i la inducción magnética intergranular descrita anteriormente en (5).

En estas condiciones el problema consiste en cómo generar la red serie-paralelo de dispositivos y luego operarla. En este trabajo procedimos de la siguiente forma:

1. Generación de una red serie-paralelo de dispositivos [15, 16, 24] (Fig. 6), cada uno de los cuales tendrá el mismo valor de primer campo crítico intergranular H_{c1g} , campo de total penetración intragranular H_g^* , primer campo crítico intergranular H_{c1i} , campo de total penetración intergranular H_i^* , primer campo crítico intergranular promedio H_{0i} y un valor diferente de G , pesado según una distribución estadística [9, 13–16, 24].
2. Cálculo de la inducción magnética intergranular B_i de cada uno de los dispositivos, que componen la red.
3. Cálculo de la corriente crítica de cada uno de los dispositivos que componen la red mediante las Ecs. (6) y (7).
4. Cálculo de la corriente crítica de la red a través del algoritmo descrito en las Refs. 15 y 16 (Ver Apéndice).

A continuación se muestran curvas vírgenes generadas según nuestro modelo (Fig. 7). En ellas vemos como a medida que aumentamos H_i^* se incrementa el valor de la densidad de corriente crítica normalizada.

Si incrementamos el valor del campo de total penetración intergranular (H_i^*), eso significa que un mayor número de vórtices entran a la muestra. Por tanto debemos esperar que la intensidad de corriente de apantallamiento intergranular aumente y con ella M_i . Luego, para un valor fijo de H_a , el incremento de dicha magnetización provocará una disminución en B_i (Fig. 1) y ésta, a su vez, hará que crezca la densidad de corriente crítica normalizada. Pero, a decir verdad, esto ocu-

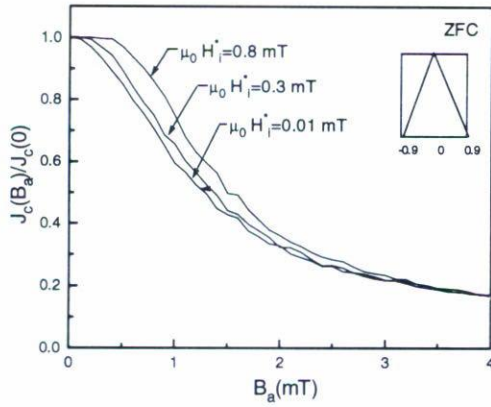


FIGURA 7. Curvas vírgenes generadas para diferentes valores de H_i^* . La distribución triangular que aparece en esta corresponde a la utilizada para el factor de desmagnetización.

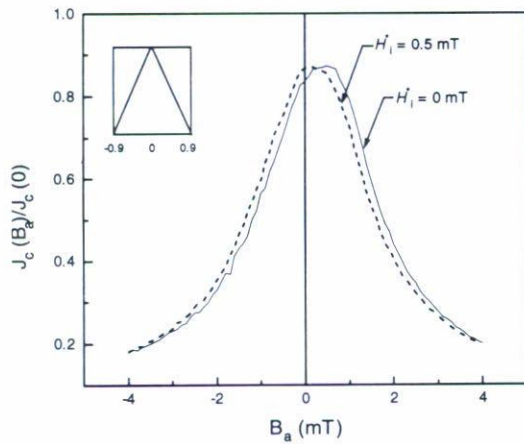


FIGURA 8. Retornos generados desde 6 mT para diferentes valores de H_i^* .

re solamente en las regiones donde $G > 0$ [13–15]; en las zonas donde $G < 0$, aunque la compresión de flujo es menor que en las anteriores, el incremento de la magnetización intergranular eleva el valor de B_i y de esta forma deprime el valor de J_c .

En la Fig. 8 mostramos curvas retorno desde 6 mT para ilustrar la influencia de la magnetización intergranular en las mismas. Significativo es el hecho de que el pico de J_c no se desplace hacia valores positivos de B_a en la medida que aumentamos H_i^* . En el gráfico hemos indicado con línea continua el caso $M_i = 0$ o $H_i^* = 0$ y con línea discontinua el caso $M_i \neq 0$.

Lo descrito anteriormente es precisamente el comportamiento que aparece en los retornos de las muestras del sistema Bi-Sr-Ca-Cu-O [16]. Esto se debe a que los vectores \vec{M}_i y \vec{M}_g son opuestos en la región intergranular, luego para valores relativamente pequeños de \vec{M}_g este puede ser compensado por la magnetización intergranular \vec{M}_i eliminándose el desplazamiento del máximo hacia campos magnéticos positivos.

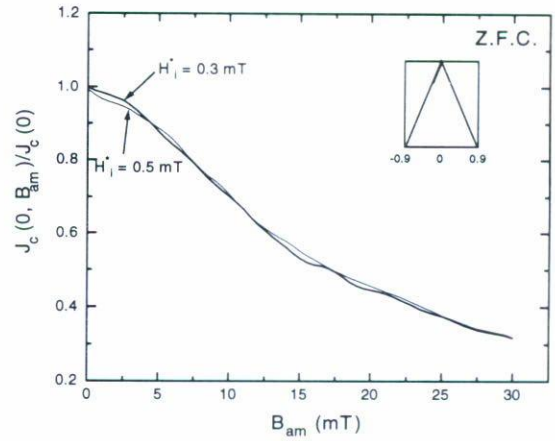


FIGURA 9. Curva de flujo atrapado para diferentes valores de H_i^* .

En la Fig. 9 mostramos la curva de flujo atrapado, que pudiera decirse “resume” el comportamiento histerético de la dependencia $J_c(B_a)$, para dos valores de H_i^* . La disminución del valor de J_c a campo cero debido al incremento del campo de total penetración intergranular es más marcada para valores pequeños de Ham y esta desaparece apenas se supera el primer campo crítico intragranular.

Por último, quisiéramos destacar el hecho de que el modelo presentado no solamente es de utilidad en la determinación de la densidad de corriente crítica de transporte. El mismo puede ser empleado para el cálculo de los lazos M_s vs B_a , y a partir de éstos determinar las curvas de la dependencia de susceptibilidad de AC (parte real e imaginaria) con el campo aplicado, muy útiles en el estudio de la capacidad de apantallamiento de los superconductores.

3. Conclusiones

La inclusión del flujo atrapado intergranularmente en el modelo para la descripción de la dependencia $J_c(B_a)$ nos ha permitido explicar semicuantitativamente el no desplazamiento de los máximos de las curvas de retorno, a campos bajos, hacia valores positivos del campo magnético aplicado en superconductores cerámicos del sistema Bi-Sr-Ca-Cu-O. Aunque estos efectos no juegan un papel determinante a la temperatura del nitrógeno líquido si pueden serlo a temperaturas más bajas, por lo que se prevé para trabajos futuros utilizar este modelo en el ajuste de curvas experimentales de la dependencia $J_c(B_a)$ y de la susceptibilidad de AC a temperaturas inferiores a 77 K.

Apéndice

Algoritmo para el cálculo de la corriente crítica en el arreglo serie-paralelo de dispositivos con comportamiento Fraunhofer

Analicemos los dispositivos encerrados en el cuadro de la Fig. 6. Debe notarse que existen dos tipos de nodos (a) y (b).

Nombremos I_{c1j} a las corrientes críticas de entrada e I_{c2j} a las corrientes críticas de salida, así como denominaremos por I_{cTj} las corrientes críticas de los dispositivos que se encuentran perpendiculares a la dirección de transporte. Supongamos que la corriente crítica del sistema es la máxima que el mismo puede transmitir sin que halla disipación en ninguno de los elementos.

Denominemos I_{2j} , I_{1j} e I_{Tj} las corrientes de salida, entrada y transversales a los valores máximos que pueden tomar las corrientes en cada uno de los elementos para que no halla disipación y para que se cumpla la ley de conservación de la carga en cada uno de los nodos. Luego el algoritmo funciona

del siguiente modo:

1. En el nodo (a) se hace $I_{11} = I_{c11}$ e $I_{12} = I_{c12}$ y se calcula I_{T1} mediante $I_{T1} = I_{12} - I_{11}$.
2. Si $|I_{T1}| < I_{cT1}$ entonces se continua para el próximo nodo, de lo contrario $I_{11} = I_{c21} + I_{cT1}$.

El procedimiento se puede generalizar a los nodos restantes en el cuadro y luego se repite en las diferentes columnas del arreglo. La corriente crítica normalizada del arreglo es el promedio de las corrientes en su última columna.

-
1. J.R. Clem, *Physica C* **153-155** (1988) 50.
 2. J.R. Clem, *Notas de seminario*. (I.C.T.P., 1990).
 3. R.L. Peterson and J.W. Ekin, *Phys. Rev B*. **37** (1988) 9848.
 4. R.L. Peterson and J.W. Ekin, *Physica C* (1989) 325.
 5. J.E. Evetts and B.A. Glowacki, *Cryogenics* **28** (1988) 641.
 6. C.P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* Vol. (1964) 31.
 7. E. Altshuler, S. Garcia, and J. Barroso, *Physica C* **177** (1991) 61.
 8. E. Altshuler *et al.*, *Cryogenics* **33** (1993) 308.
 9. K.H. Miller and D.N. Matthews, *Physica C* **206** (1993) 275.
 10. R. Navarro and L.J. Campbell, *Supercond. Sci. Technol.* **4** (1991) 312.
 11. A.R. Jones, R.A. Doyle, F.J. Blunt, and A.M. Campbell, *Physica C* **196** (1992) 62.
 12. A.A. Zhukov *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **5** (1992) 338.
 13. E. Altshuler, Tesis de doctorado, Universidad de la Habana, Cuba, 1994.
 14. P. Muné, E. Altshuler and J.Musa, *Physica C* **246** (1995) 55.
 15. P. Muné and J. López, *Physica C* **257** (1996) 360.
 16. P. Muné, Tesis de doctorado, Universidad de la Habana, Cuba, 1996.
 17. Z. Shi *et al.*, *Physica C* **196** (1992) 285.
 18. M. Forsthuber, R. Schneeweiss, G. Hilscher, and F. Gömöry, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, S137 (1992).
 19. J. Paasi, P. Kottaman, and M. Pólak, *Physica C* **249** (1995) 350.
 20. M. Mahel and J. Pivarc, *Physica C* **308** (1998) 147.
 21. L. Ji, M.S. Rzechowski, N. Anand, and M. Tinkham, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 470.
 22. M. Cizek, J. Olejniczak, and J. Zaleski, *Mod. Phys. Lett. B* **7** (1993) 441.
 23. Y.B. Kim, C.F. Hempstead, and A.R. Strnad, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 306.
 24. P. Muné, E. Altshuler, J. Musa, S. García, and R. Riera, *Physica C* **226** (1994) 12.