

IV CICLO DE SEMINÁRIOS DE FÍSICA

COLEGIADO DE FÍSICA

UESB - ITAPETINGA - BA

<http://fisica.itapetinga.net/>

VIDRO DE SPINS *m*-VETORIAL

Selma Rozane

Julho/2018

VIDRO DE SPINS m -VETORIAL

Os sistemas magnéticos desordenados do tipo vidro de spins foram descobertos e caracterizados experimentalmente no início na década de 1970, deste então, milhares de trabalhos envolvendo estes sistemas, sejam teóricos e/ou experimentais, vem sendo publicados. Na presente contribuição, vamos abordar um modelo de vidros de spins do tipo m -vetorial, com interações de alcance infinito através do método das réplicas. Consideraremos o vidro de spins na presença de um campo magnético externo e de campos de anisotropias uniaxiais. Apresentaremos diagramas de fases com as modificações na linha de Gabay-Toulouse, devido à presença de campos de anisotropia.

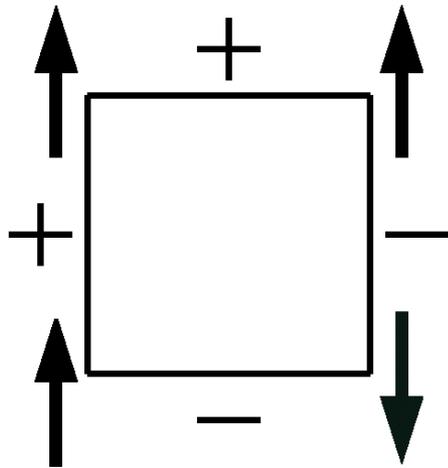
VIDRO DE SPINS

- Vidro de spins - sistema magnético desordenado
- Os vidros de spins são assim chamados por possuírem momentos magnéticos congelados em direções aleatórias. Para que esse fenômeno ocorra é necessário que haja competição entre alinhamentos do tipo ferro e antiferromagnético, de modo a gerar a frustração. Estes sistemas foram descobertos e caracterizados experimentalmente no início na década de 1970.

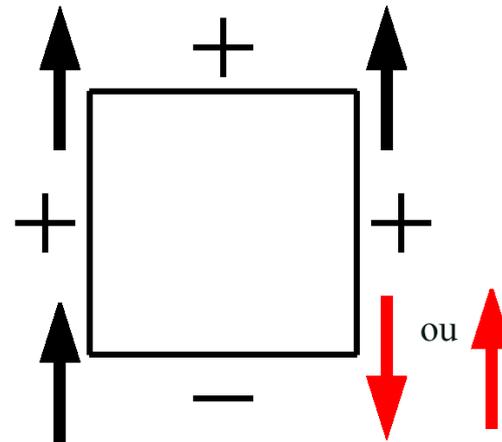
VIDRO DE SPIN

- Sistema magnético

Frustração



Não-Frustrada

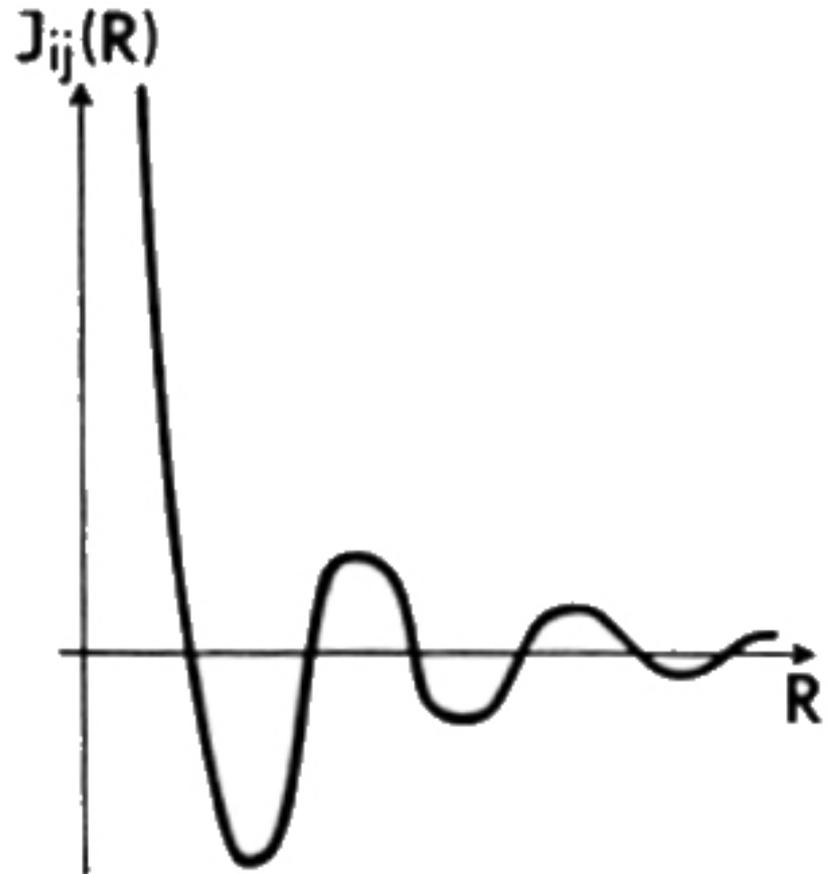
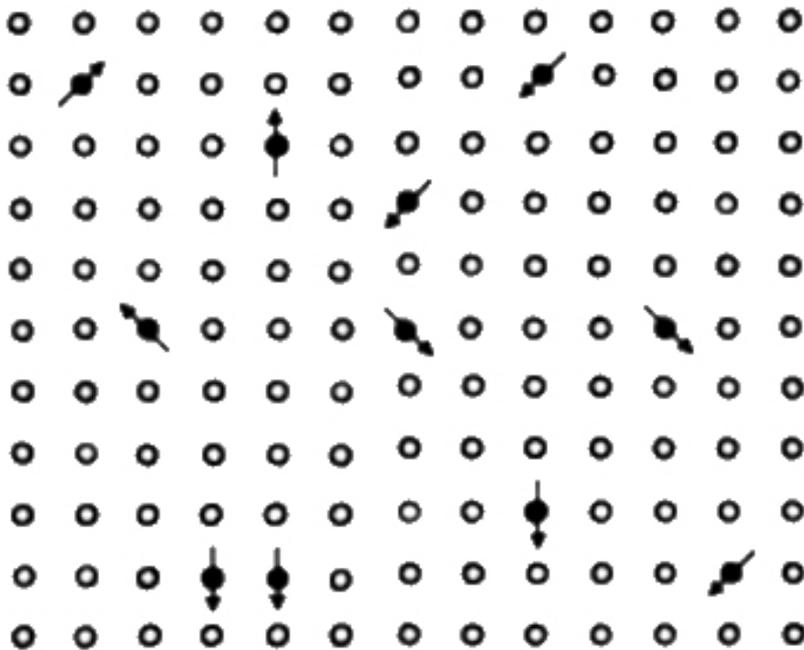


Frustrada

Vidros de Spins Canônicos ou Metálicos

➤ Ligas magnéticas diluídas do tipo:

AuFe , CuMn , AgCr



$\text{Fe}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Cl}_2$, $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$, $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ (vidros de spins isolantes)

Propriedades Básicas

- ✓ Uma cúspide na suscetibilidade linear a.c.
(Magnetic Ordering in Gold-Iron Alloys)
(Cannella e Mydosh – 1972)
- ✓ Um máximo arredondado no calor específico
(Calorimetric investigation of a spin-glass alloy: CuMn)
(Wenger e Keeron – 1976)
- ✓ Fenômeno de remanência para $T < T_c$
(Low-dc-field susceptibility of CuMn spin glass)
(Nagata *et.al*, 1979)

Propriedades Básicas

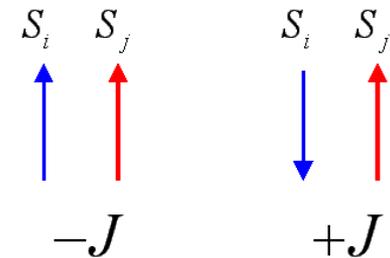
A transição de vidro de spins só foi consensualmente aceita após medidas da suscetibilidade não linear (Chikazama *et. al.* 1979), a qual corresponde ao coeficiente da potência $-h^3$ na expansão da magnetização.

$$m = \chi h - \chi_{nl} h^3 + \dots$$

A suscetibilidade não linear é uma função mais bem comportada no tempo, apresentando uma divergência pronunciada em $T = T_c$, comparável à divergência observada na suscetibilidade linear em sistemas ferromagnéticos.

Modelo Edwards-Anderson (EA) -1975

$$H = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$



$S_i = \pm 1$ - Variáveis de Ising

$\sum_{\langle ij \rangle}$ - soma sobre pares de spins primeiros vizinhos

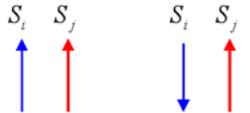
Para caracterizar a fase vidro de spins **EA** propuseram o seguinte parâmetro

$$q_{EA} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\langle S_i \rangle^2 \right]$$

Modelo Sherrington-Kirkpatrick (SK) - 1975

D. Sherrington and S. Kirkpatrick, Solvable Model of a Spin-Glass. Phys. Rev. Lett. 35, 1792 (1975)

$$H = - \sum_{(ij)} J_{ij} S_i S_j - h \sum_i S_i \quad , \quad S_i = \pm 1$$



soma sobre pares distintos (ij)

Os J_{ij} são variáveis aleatórias independentes, com distribuição de probabilidades gaussianas:

$$P(J_{ij}) = \left(\frac{N}{2\pi J^2} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{N}{2J^2} (J_{ij} - J_o / N)^2 \right]$$

Energia livre por spin:

$$-\beta f = \lim_{N \rightarrow \infty} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{(ij)} dJ_{ij} P(J_{ij}) \ln Z \{ J_{ij} \}$$

MÉTODO DAS RÉPLICAS

$$\ln Z = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} [Z^n - 1] \quad \text{onde} \quad Z^n = \text{Tr}_{\alpha} \exp \left[-\beta \sum_{\alpha=1}^n H^{\alpha} \right]$$

Energia livre por spin: $\beta f = \lim_{n \rightarrow 0} \min g(m^{\alpha}, q^{\alpha\beta})$

Parâmetros de ordem: $m^{\alpha} = \langle S^{\alpha} \rangle$; $q^{\alpha\beta} = \langle S^{\alpha} S^{\beta} \rangle$

Solução com Simetria entre Réplicas

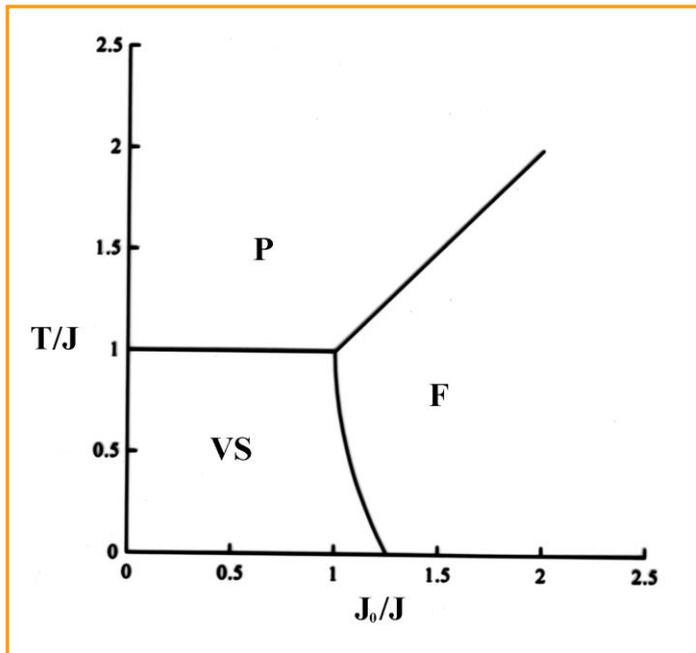
$$m^{\alpha} = m, \quad \forall \alpha \quad m = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{\sqrt{2\pi}} \exp(-z^2/2) \tanh \xi$$

\Rightarrow

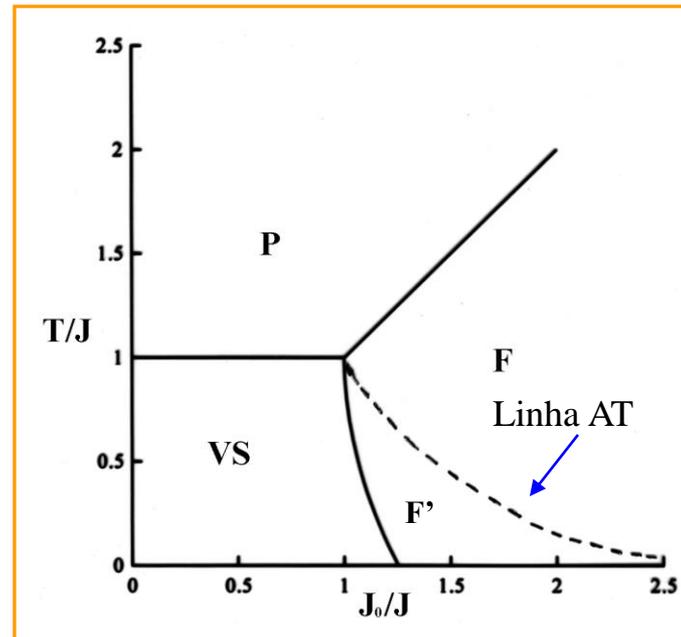
$$\xi = \beta J q^{1/2} z + \beta J_0 m + \beta h$$

$$q^{\alpha\beta} = q, \quad \forall(\alpha\beta) \quad q = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{\sqrt{2\pi}} \exp(-z^2/2) \tanh^2 \xi$$

Diagramas de Fases – Modelo SK 1975

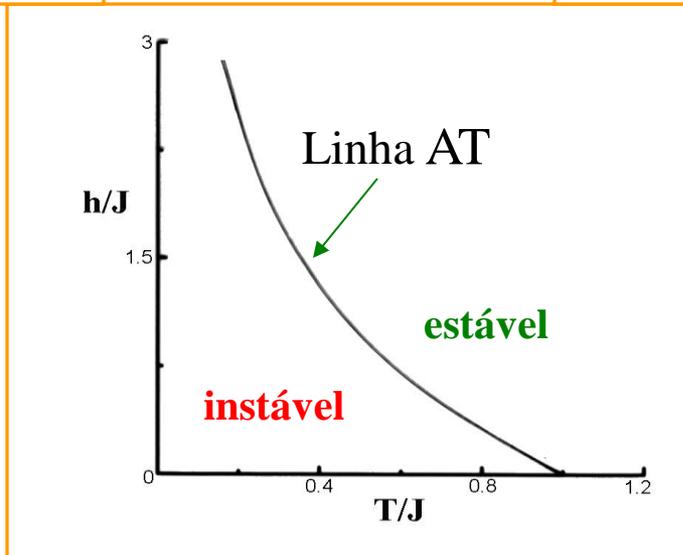


Análise de instabilidade da solução com simetria entre réplicas Almeida-Thouless (1978)



Stability of the Sherrington-Kirkpatrick solution of a spin glass model
de ALMEIDA, J. R. L. ; THOULESS, D. J.

web of science
1484



SISTEMAS MAGNÉTICOS

Função de Partição Z \rightarrow Energia Livre: $f = -k_B T \ln Z$

Energia Interna

$$U = -\frac{\partial \ln Z}{\partial \beta}$$

Calor específico
(H constante)

$$C_H = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_H$$

Entropia

$$S = -\left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_H$$

Calor específico
(X = H, M constante)

$$C_X = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_X$$

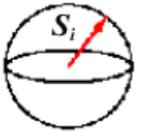
Magnetização

$$M = -\left(\frac{\partial f}{\partial H} \right)_T$$

Susceptibilidade
(isotérmica)

$$\chi_T = \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_T$$

VIDRO DE SPINS m -VETORIAL NA PRESENÇA DE ANISOTROPIAS UNIAXIAIS



$$H = - \sum_{(ij)} J_{ij} \sum_{\mu} S_{i\mu} S_{j\mu} - D_1 \sum_i S_{i1}^2 - D_2 \sum_i S_{i1}^4 - h \sum_i S_{i1} \quad (1)$$

onde \vec{S}_i ($i = 1, 2, \dots, N$) são vetores clássicos m -dimensionais que satisfazem a condição de normalização $\sum_{\mu=1}^m S_{i\mu}^2 = m$; ($\mu = 1, 2, \dots, m$) indica componentes cartesianas.

Os J_{ij} 's são constantes de acoplamento distribuídas aleatoriamente

$$P(J_{ij}) = \left(\frac{N}{2\pi J^2} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{N}{2J^2} (J_{ij} - J_o / N)^2 \right] \quad (2)$$

A energia livre por spin é dada por

$$-\beta f = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{(ij)} dJ_{ij} P(J_{ij}) \ln Z \{J_{ij}\} \quad (3)$$

Usamos o método das réplicas para calcular essa energia

$$\ln Z = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} [Z^n - 1] \quad \text{onde} \quad Z^n = \text{Tr}_{\alpha} \exp \left[-\beta \sum_{\alpha=1}^n H^{\alpha} \right] \quad (4)$$

Depois de uma série de cálculos, obtemos a energia livre por spins

$$\beta f = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} \min g(M_1^{\alpha}, x^{\alpha}, q_1^{\alpha\beta}, q^{\alpha\beta}) \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
g(M_1^\alpha, x^\alpha, q_1^{\alpha\beta}, q^{\alpha\beta}) &= -\frac{\beta J_0}{2} nm - \frac{(\beta J)^2}{4} nm + \frac{\beta J_0}{2} \sum_{\alpha} (M_1^\alpha)^2 + \frac{(\beta J)^2}{2} \sum_{\alpha} m x^\alpha \\
&+ \frac{(\beta J)^2}{4} \sum_{\alpha} m(m-1)(x^\alpha)^2 + \frac{(\beta J)^2}{2} \sum_{(\alpha\beta)} (q_1^{\alpha\beta})^2 \\
&+ \frac{(\beta J)^2}{2} \sum_{(\alpha\beta)} (m-1)(q^{\alpha\beta})^2 - \ln \text{Tr}_{\alpha} \exp\{H_{eff}\} \quad , \quad (6)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_{eff} &= \beta J_0 \sum_{\alpha} S_1^{\alpha} M_1^{\alpha} + \frac{(\beta J)^2}{2} \sum_{\alpha} m (S_1^{\alpha})^2 x^{\alpha} + (\beta J)^2 \sum_{(\alpha\beta)} S_1^{\alpha} S_1^{\beta} q_1^{\alpha\beta} \\
&+ (\beta J)^2 \sum_{(\alpha\beta)} \sum_{\mu \neq 1} S_{\mu}^{\alpha} S_{\mu}^{\beta} q^{\alpha\beta} + \beta D_1 \sum_{\alpha} (S_1^{\alpha})^2 + \beta D_2 \sum_{\alpha} (S_1^{\alpha})^4 \\
&+ \beta h \sum_{\alpha} S_1^{\alpha} \quad . \quad (7)
\end{aligned}$$

onde α e β ($\alpha, \beta = 1, 2, \dots, n$) são índices de réplicas.

Os parâmetros de ordem M_1^α , x^α , $q_1^{\alpha\beta}$, $q^{\alpha\beta}$ são

$$\begin{aligned}M_1^\alpha &= \langle S_1^\alpha \rangle \quad , \\(m-1)x^\alpha &= \langle (S_1^\alpha)^2 \rangle - 1 \quad , \\q_1^{\alpha\beta} &= \langle S_1^\alpha S_1^\beta \rangle \quad , \quad (\alpha \neq \beta) \quad , \\q^{\alpha\beta} &= \frac{1}{(m-1)} \sum_{\mu \neq 1} \langle S_\mu^\alpha S_\mu^\beta \rangle \quad , \quad (\alpha \neq \beta)\end{aligned} \tag{8}$$

Os parâmetros de ordem quadrupolares x^α medem anisotropias no espaço dos spins para cada réplica α , M_1^α são as magnetizações ao longo da direção $\vec{1}$, enquanto $q_1^{\alpha\beta}$ e $q^{\alpha\beta}$ representam os parâmetros de vidro de spins longitudinal e transversal, respectivamente.

A solução com simetria entre Réplicas

$$\begin{aligned} M_1^\alpha &= M_1 \quad ; \quad x^\alpha = x \quad , \quad \forall \alpha \quad , \\ q_1^{\alpha\beta} &= q_1 \quad ; \quad q^{\alpha\beta} = q \quad , \quad \forall (\alpha\beta) \quad . \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \beta f &= \frac{(\beta J_0)}{2} (M_1^2 - m) + \frac{(\beta J)^2}{4} [m(m-1)x^2 + 2mx] \\ &\quad - \frac{(\beta J)^2}{4} [q_1^2 - q^2 + m(1-q)^2] - \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{\mu} \left[\frac{du_{\mu}}{\sqrt{2\pi}} \exp[-u_{\mu}^2/2] \right] \ln \tilde{Z} \quad , \end{aligned} \tag{10}$$

$$\tilde{Z} = \text{Tr} \exp \left[\sum_{\mu=1}^m a_{\mu} S_{\mu} + b S_1^2 + c S_1^4 \right] \quad , \tag{11}$$

$$\begin{aligned} a_{\mu} &= \beta J q_{\mu}^{1/2} u_{\mu} + \beta h \delta_{\mu,1} + \beta J_0 M \delta_{\mu,1} \quad , \\ b &= \beta D_1 + \frac{(\beta J)^2}{2} [mx + q - q_1] \quad , \\ c &= \beta D_2 \quad . \end{aligned} \tag{12}$$

A solução com simetria entre Réplicas (continuação)

Em coordenadas esféricas o funcional \tilde{Z} pode ser expresso por

$$\begin{aligned} \tilde{Z} &= \frac{2\pi^{(m-2)/2}}{\Gamma[(m-2)/2]} \int_{-\sqrt{m}}^{\sqrt{m}} dS_1 \exp(a_1 S_1 + bS_1^2 + cS_1^4) \\ &\times \int_0^\Omega dS S^{(m-2)} \delta(S^2 - (m - S_1^2)) \int_0^\pi d^{m-2}\theta \sin^{m-3}\theta \exp(rS\cos\theta), \end{aligned} \quad (13)$$

Integrando:

$$\begin{aligned} \tilde{Z} &= \frac{(2\pi)^{(m-1)/2}}{2} r^{(3-m)/2} \int_{-\sqrt{m}}^{\sqrt{m}} dS_1 \exp(a_1 S_1 + bS_1^2 + cS_1^4) \\ &\times (m - S_1^2)^{(m-3)/4} I_{\frac{m-3}{2}}(r(m - S_1^2)^{1/2}). \end{aligned} \quad (14)$$

Usamos:

Handbook of Mathematical Functions, p.376 (Abramowitz e Stegun, 1965):

$$\int d^{m-2}\theta \sin^{m-3}\theta \exp(rS\cos\theta) = (2\pi)^{(m-2)/2} \frac{I_{(m-3)/2}(rS)}{[rS]^{(m-3)/2}}$$

onde $I_n(y)$ são funções de Bessel modificadas de primeira espécie e de ordem n .

propriedades da função delta de Dirac: $2a \delta(x^2 - a^2) = \delta(x - a) + \delta(x + a)$

A solução com simetria entre Réplicas (continuação)

Os parâmetros de ordem, M_1 , x , q_1 e q podem ser expressos em termos do funcional \tilde{Z} .

$$\left. \begin{aligned} M_1 &= \left\langle \frac{1}{\tilde{Z}} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial a_1} \right\rangle_{u_1}, \\ 1 + (m-1)x &= \left\langle \frac{1}{\tilde{Z}} \frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial a_1^2} \right\rangle_{u_1}, \\ q_1 &= \left\langle \left(\frac{1}{\tilde{Z}} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial a_1} \right)^2 \right\rangle_{u_1}, \\ q &= \left\langle \left(\frac{1}{\tilde{Z}} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial a} \right)^2 \right\rangle_u, \\ \langle (\dots) \rangle_{u_1} &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_1}{\sqrt{2\pi}} (\dots) \exp(-u_1^2/2). \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

No caso $J_0 = 0$, a presença do campo magnético uniforme induz os parâmetros M_1 , x e q_1 , permitindo uma transição de fases associada com o parâmetro de ordem vidro de spins transversos q , sinalizada pela linha GT.

Equações básicas para obtenção dos diagramas de fases

$$(m-1)^2 \left(\frac{T}{J}\right)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-u_1^2/2) \left[\frac{P_{20}}{P_{00}}\right]^2 \quad (16)$$

$$1 + (m-1)x = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-u_1^2/2) \frac{P_{02}}{P_{00}} \quad (17)$$

$$q_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du_1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-u_1^2/2) \left[\frac{P_{01}}{P_{00}}\right]^2 \quad (18)$$

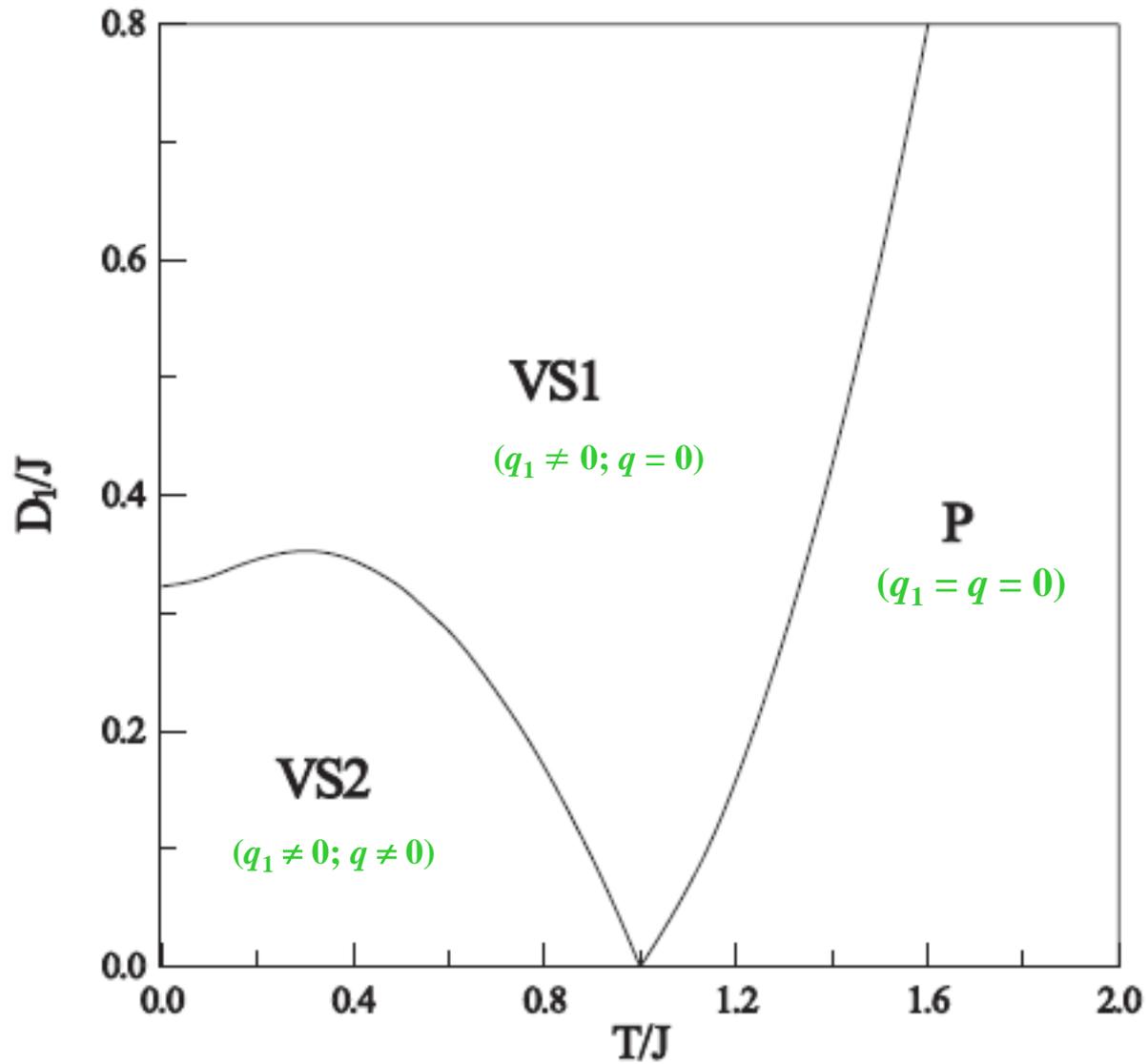
onde

$$P_{nt} = \int_{-\sqrt{m}}^{\sqrt{m}} dS_1 S_1^t \exp(a_1 S_1 + b_1 S_1^2 + c S_1^4) (m - S_1^2)^{(m-3+n)/2} \quad (19)$$

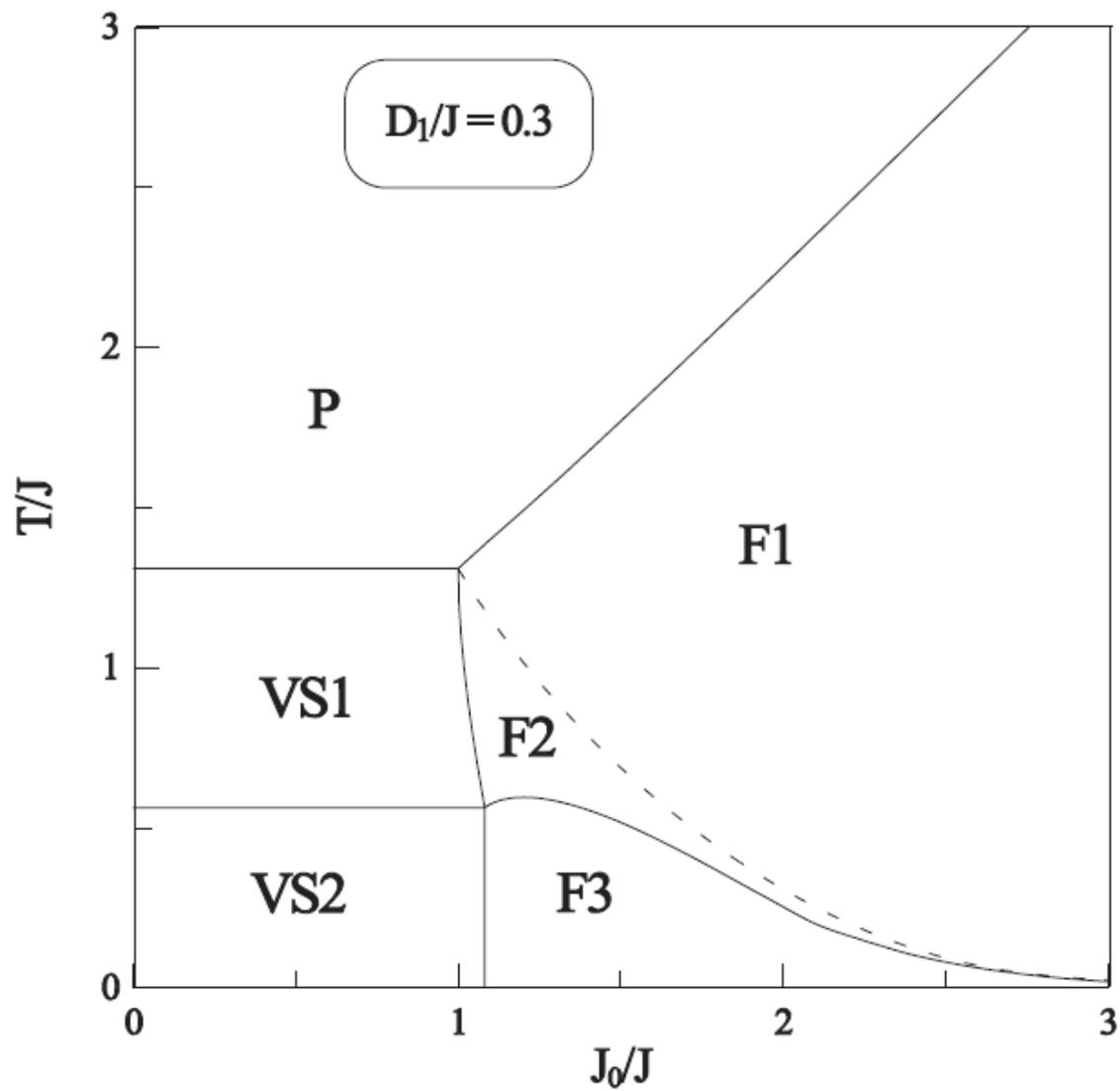
com

$$\begin{cases} a_1 = \beta J q_1^{1/2} u_1 + \beta h \\ b_1 = \beta D_1 + \frac{(\beta J)^2}{2} (mx - q_1) \\ c = \beta D_2 \end{cases} \quad (20)$$

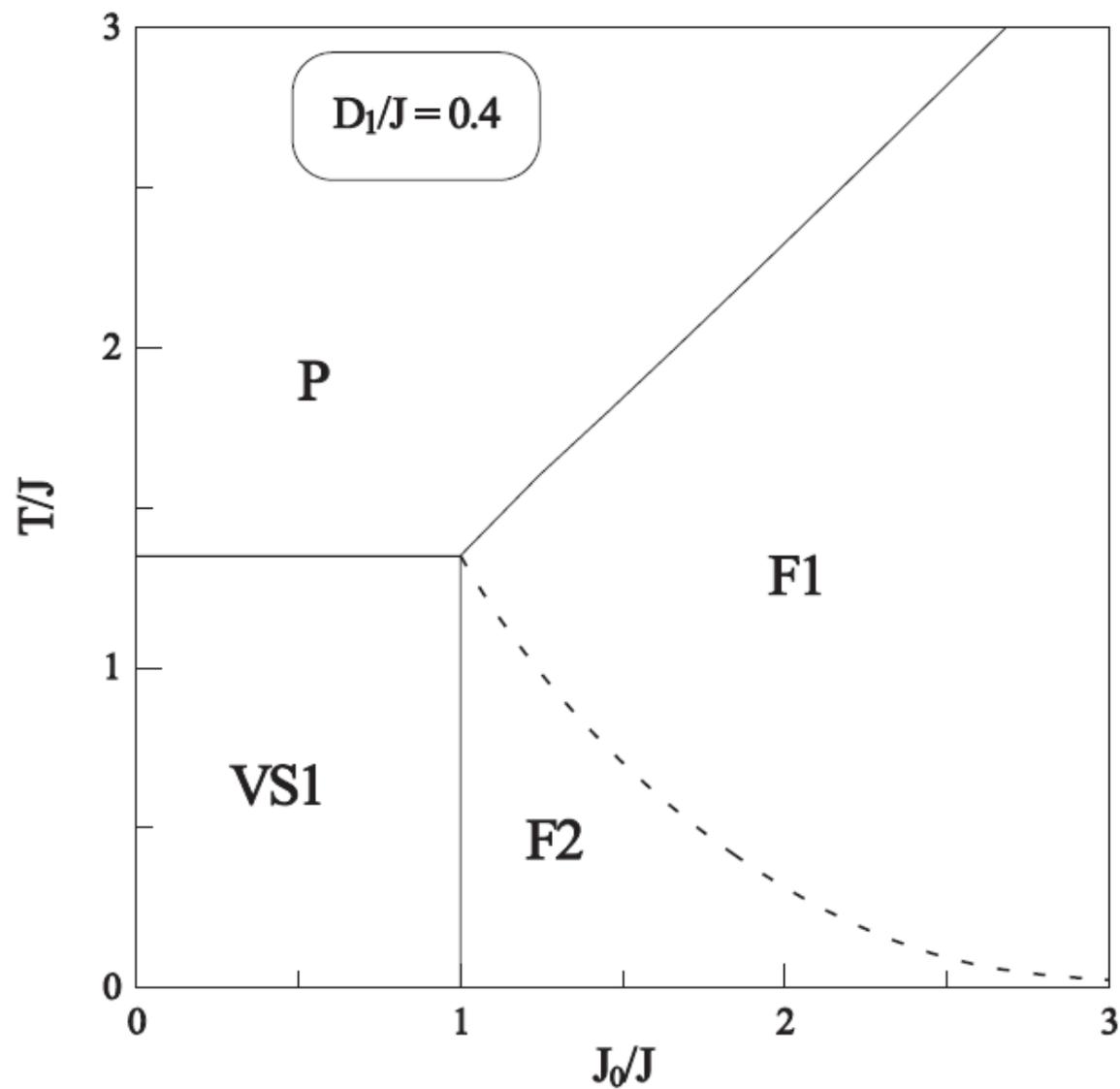
Diagramas de Fases: Caso $D_1 \neq 0$; $D_2 = 0$



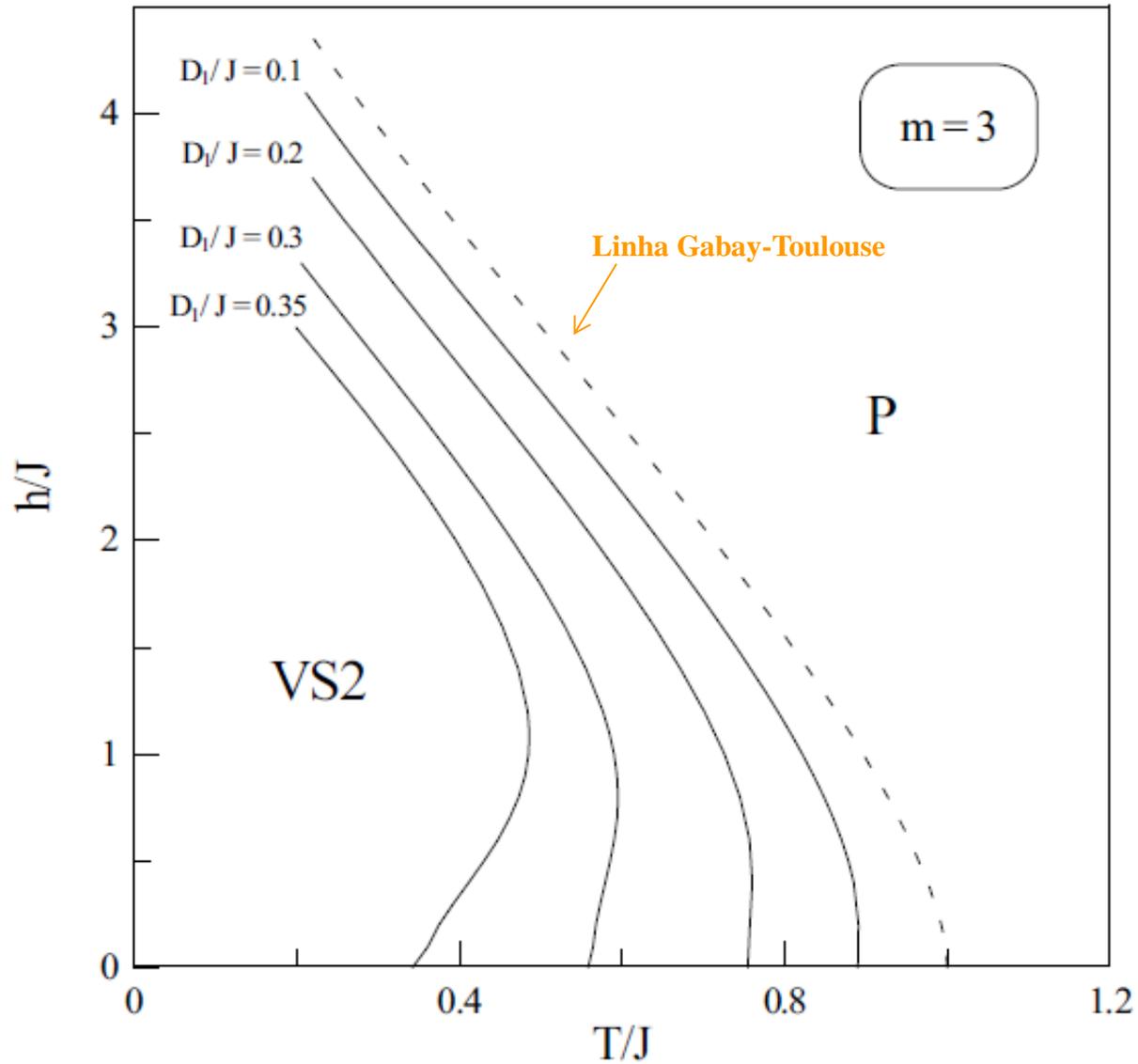
Diagramas de Fases: Caso $D_1 \neq 0$; $D_2 = 0$; $h = 0$



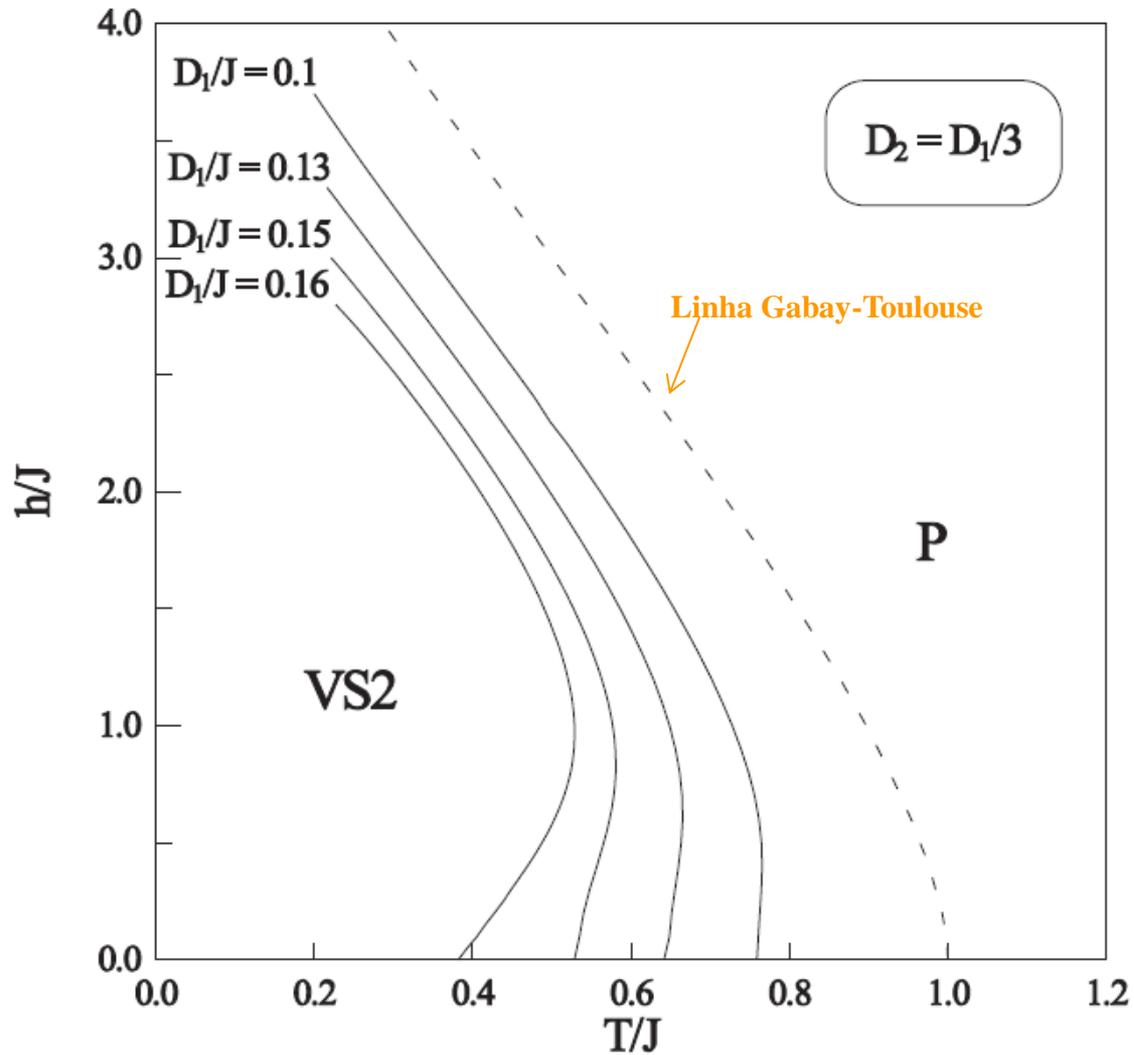
Diagramas de Fases: Caso $D_1 \neq 0$; $D_2 = 0$; $h = 0$



Diagramas de Fases: $h \neq 0$



Diagramas de Fases: $h \neq 0$



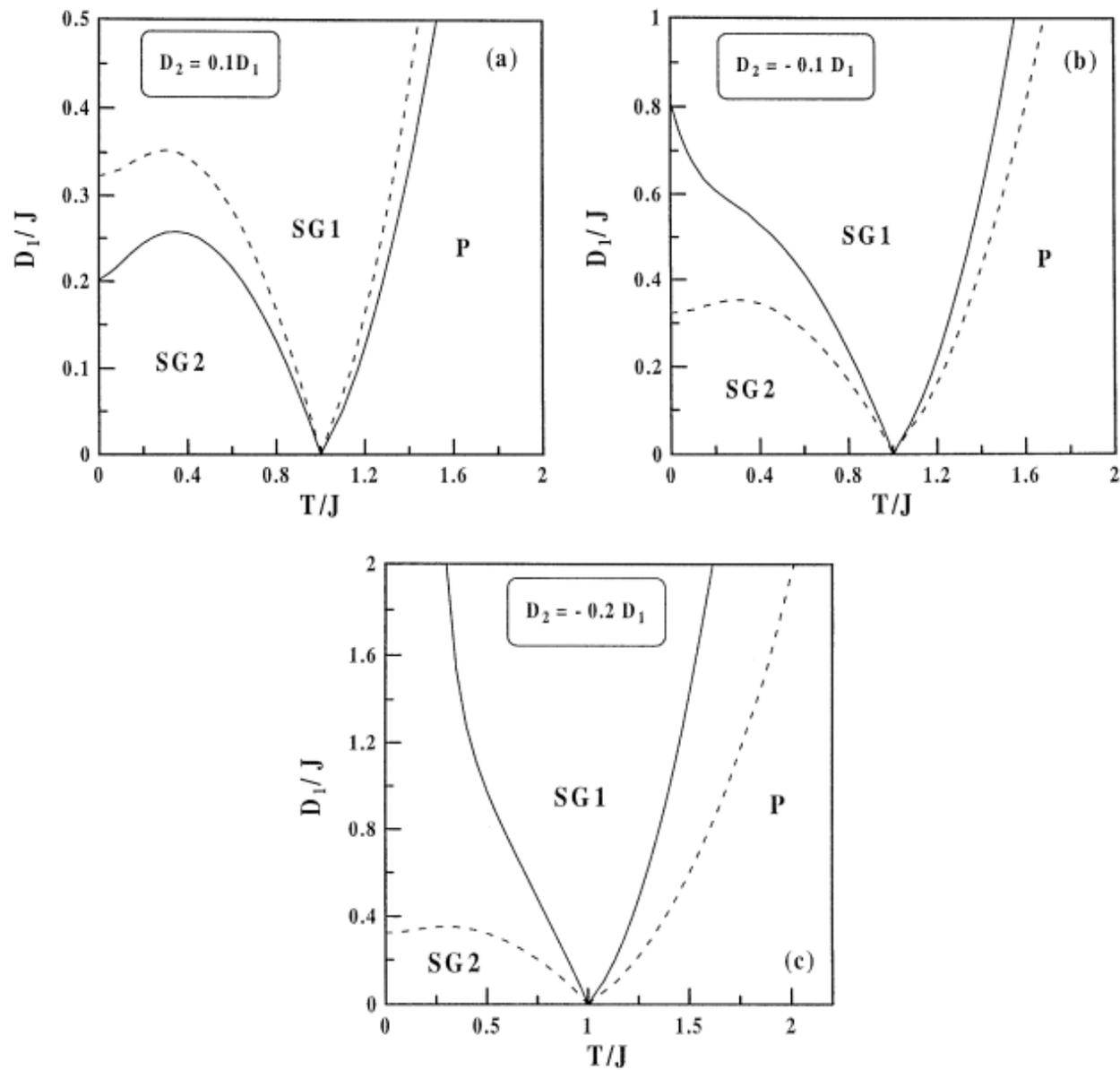


Fig. 5. Phase diagrams D_1 versus T (in units of J), of the Heisenberg spin glass, for typical choices of the second-order anisotropy field D_2 . (a) $D_2 = 0.1D_1$; (b) $D_2 = -0.1D_1$; (c) $D_2 = -0.2D_1$. The dashed lines refer to the case $D_2 = 0$.

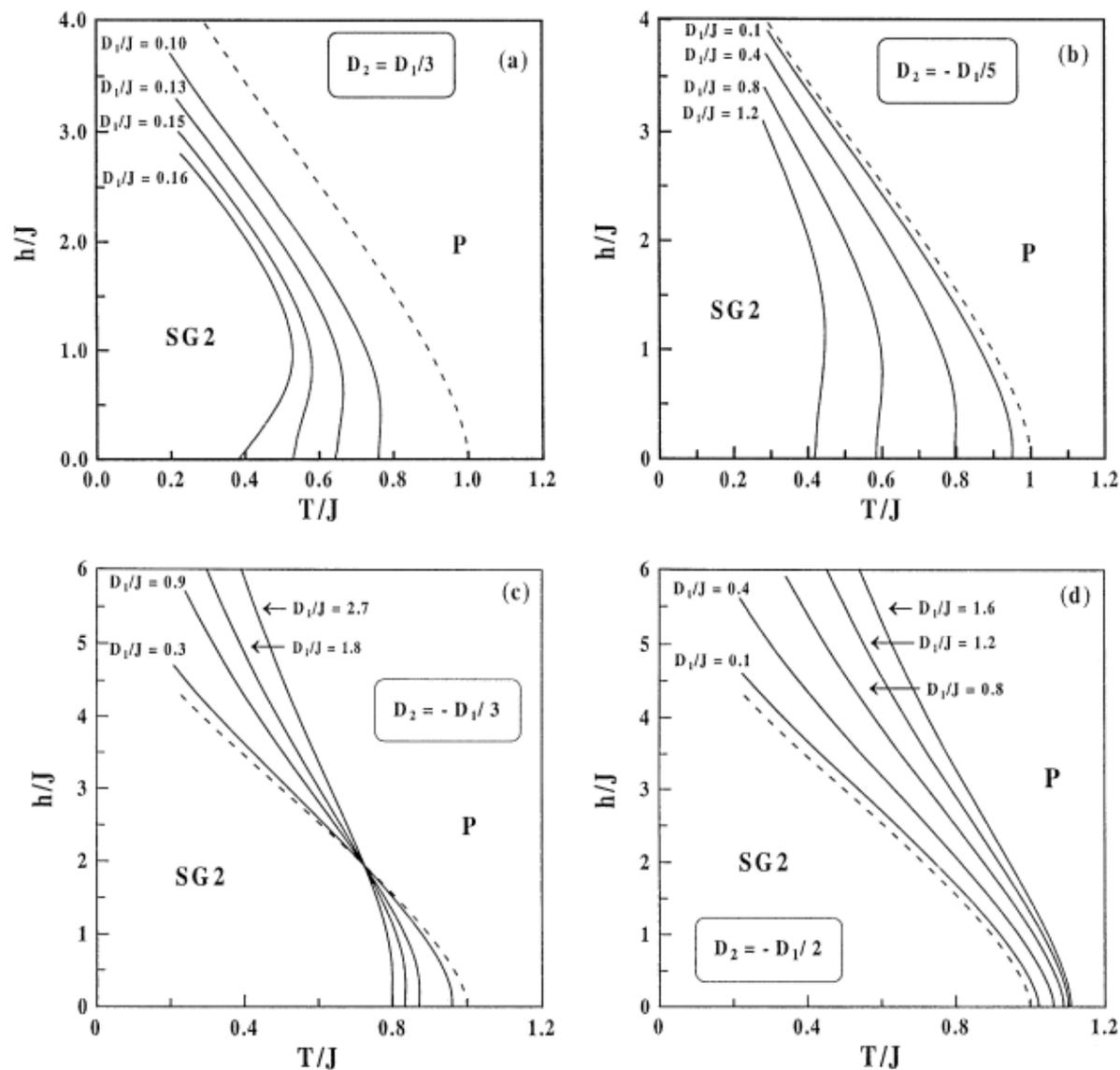


Fig. 7. The GT lines in the plane h versus T (in units of J), for the Heisenberg spin glass in the presence of the two lowest-order anisotropy fields D_1 and D_2 . In each case, curves for typical values of D_1 are exhibited. (a) $D_2 = D_1/3$; (b) $D_2 = -D_1/5$; (c) $D_2 = -D_1/3$; (d) $D_2 = -D_1/2$. The dashed lines correspond to the GT line without anisotropy fields, $D_1 = D_2 = 0$ [26].

Irreversibility lines of the heavy fermion spin glass URh₂Ge₂

I. Maksimov^{a,*}, F.J. Litterst^a, D. Menzel^b, J. Schoenes^b, A.A. Menovsky^c,
 J.A. Mydosh^c, S. Süllo^c

^a*Institut für Metallphysik und Nukleare Festkörperphysik, Mendelssohnstr. 3, 38106 Braunschweig, Germany*

^b*Institut für Halbleiterphysik und Optik, TU Braunschweig, Germany*

^c*Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University, Netherlands*

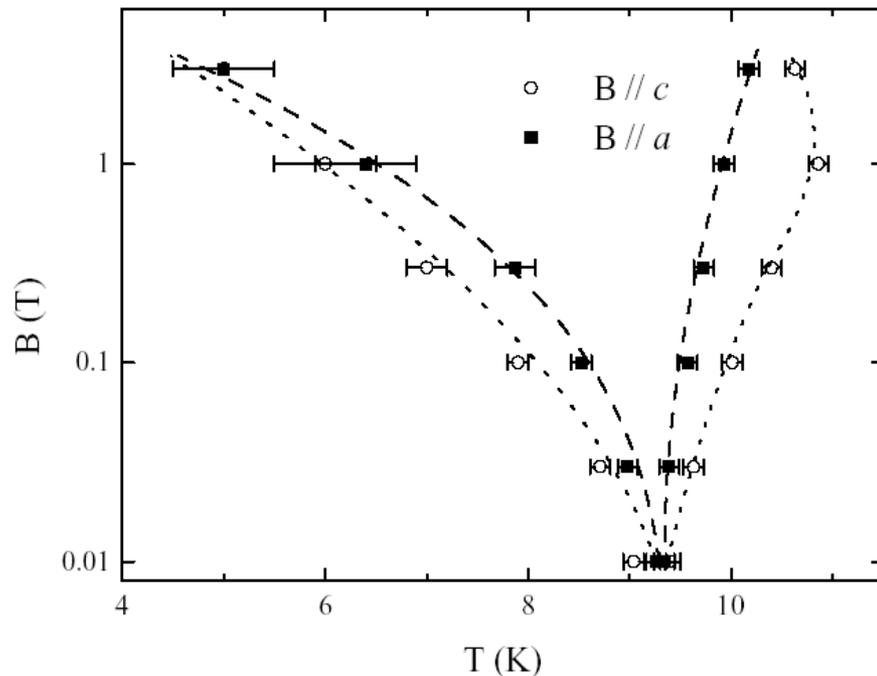


Fig. 2. The $B-T_{\text{irr},f}$ phase diagram of URh₂Ge₂ for fields applied along the crystallographic a and c axes.

Recently, it has been proposed that such field dependencies of the GT line might be the result of the freezing process in an m -vector spin glass in an external field: [Vieira and co-workers \[10\]](#) calculated that for such a system, the low-field GT line for a Heisenberg spin glass should exhibit a re-entrant behaviour, with a maximum of $T_f(B)$ at a finite field as the result of a finite single-ion anisotropy. Our data are in qualitative agreement with these predictions, suggesting that the URh₂Ge₂ might be a model compound to test the predictions of Ref. [10] for the m -vector spin glass.

[10] S.R. Vieira, F.D. Nobre, F.A. da Costa, J. Magn. Magn. Mater. 210 (2000) 390.

Consulta realizada em 29 de junho de 2018.

web of science

Consulta: <http://apps-webofknowledge.ez357.periodicos.capes.gov.br>

(Opção Todas as bases de dados)

Procurando por artigos com “Spin Glass” ou “Spin Glasses” no título

Período	No título	Total: 6.349 artigos	
1960 - 1970	Spin Glass	00	1
	Spin Glasses	01	
1971 - 1980	Spin Glass	396	632
	Spin Glasses	236	
1981 - 1990	Spin Glass	1.389	2.110
	Spin Glasses	721	
1991 - 2000	Spin Glass	1.102	1.492
	Spin Glasses	390	
2001 - 2010	Spin Glass	1.006	1.364
	Spin Glasses	358	
2011 - 2018	Spin Glass	597 + (36)	750
	Spin Glasses	105 + (12)	

OBRIGADA!

srozane@gmail.com