

THỦY TINH SPIN: Các đặc tính và dữ kiện thực nghiệm

Hoàng Dũng

Trường Đại học Khoa học Tự nhiên

(Nhận được ngày 5/1/1998)

Tóm tắt: Bài tổng quan này giới thiệu những đặc tính cơ bản nhất của thủy tinh spin và những dữ kiện thực nghiệm liên quan, đồng thời mô tả định tính bức tranh vật lý về loại hệ từ đặc biệt này.

Đặt vấn đề

Thủy tinh spin (spin glasses) là những hệ từ mà trong đó sự định hướng của các spin nguyên tử ở nhiệt độ thấp trở nên hết sức hỗn loạn, ngẫu nhiên và không tuân theo một trật tự không gian nào cả. Sự định hướng mất trật tự này của các spin trong những hệ từ như vậy làm người ta liên tưởng đến sự sắp xếp mất trật tự của các nguyên tử trong *thủy tinh*. Từ đó mà có thuật ngữ *thủy tinh spin* dù rằng những hệ từ được bàn đến ở đây hoàn toàn không phải là thủy tinh.

Như ta đã biết, ở pha *thuận từ* các spin nguyên tử cũng sắp xếp hỗn loạn. Nhưng nếu như trong pha thuận từ, cấu hình spin thay đổi theo thời gian thì trong pha thủy tinh spin, cấu hình spin không đổi theo thời gian, hay như người ta thường nói, bị *đóng băng* (freezing). Đây là sự khác nhau cơ bản giữa hai pha này. Như vậy trong pha thủy tinh spin, các spin sắp xếp hỗn loạn trong không gian nhưng đóng băng theo thời gian.

Các nghiên cứu thực nghiệm và lý thuyết cho thấy thủy tinh spin có những tính chất rất kỳ lạ mà trước đây người ta không hề thấy ở các vật liệu từ trật tự. Khi nhiệt độ giảm, trật tự từ không xuất hiện. Tại một nhiệt độ T_g xác định, hệ chuyển sang một trạng thái mới gọi là *trạng thái thủy tinh spin* mà ở đó nguyên lý ergodic, một trong những nguyên lý cơ bản của vật lý thống kê, bị vi phạm. Trong trạng thái này, các quá trình hồi phục xảy ra vô cùng chậm (thời gian hồi phục có thể kéo dài tới $10^4 - 10^5$ giây), đồng thời quan sát được những hiện tượng rất đặc biệt như hiệu ứng nhớ (the memory effect), các quá trình bất thuận nghịch, sự chuyển pha trở lại (the re-entrant phase transition) . . .

Bởi những tính chất thú vị kể trên, thủy tinh spin thu hút sự quan tâm đặc biệt của các nhà vật lý thực nghiệm cũng như lý thuyết trong khoảng hai thập kỷ nay. Không những thế, những ý tưởng và phương pháp của vật lý thủy tinh spin còn được ứng dụng trong một số lĩnh vực nghiên cứu khá xa vật lý như lý thuyết tiến hóa sinh học, lý thuyết mạng thần kinh, lý thuyết cuộn của protein (protein folding), bài toán tối

ưu hóa trong thiết kế máy tính v.v... Tại các hội nghị khoa học về từ học và vật liệu từ, số bài nghiên cứu về thủy tinh spin chiếm một tỷ trọng đáng kể.

Ở nước ta cho tới nay, vật lý thủy tinh spin cũng chỉ được biết đến trong một nhóm ít ỏi các nhà nghiên cứu chuyên môn. Bởi vậy bài tổng quan này nhằm mục đích giới thiệu rộng rãi với bạn đọc trong nước về thủy tinh spin như một trong những hướng nghiên cứu mới của vật lý.

Bài tổng quan này gồm những nội dung chính sau. Phần 1 giới thiệu những đặc điểm cơ bản của trạng thái thủy tinh spin như sự cạnh tranh tương tác, frustration, sự vi phạm tính ergodic. Cũng trong phần này sẽ trình bày một số ý tưởng quan trọng về trạng thái thủy tinh spin như sự phân chia không gian trạng thái và tính siêu metric của không gian này. Phần 2 mô tả một số kết quả thực nghiệm cho phép hiểu rõ hơn bức tranh vật lý về trạng thái thủy tinh spin được trình bày ở phần 1. Do hạn chế số trang trong một bài nên phần trình bày về lý thuyết thủy tinh spin sẽ được tách riêng thành một bài đăng trong số gần đây của tạp chí này. Cũng bởi lý do trên, nhiều kết quả nghiên cứu thực nghiệm và lý thuyết về thủy tinh spin không được đề cập đến ở đây. Bạn đọc có thể tìm thấy trong các tài liệu tham khảo [1-5].

1 Trạng thái thủy tinh spin có những đặc điểm gì?

1.1 Sự cạnh tranh tương tác

Những thủy tinh spin đầu tiên được phát hiện rất tình cờ khi người ta khảo sát ảnh hưởng của các nguyên tử từ với nồng độ cỡ vài phần trăm lên tính chất của các hợp kim Fe_xAu_{1-x} và Mn_xCu_{1-x} [6]. Khi giảm nhiệt độ xuống dưới một nhiệt độ T_g xác định (gọi là nhiệt độ chuyển pha sang trạng thái thủy tinh spin và phụ thuộc vào từng hợp kim), người ta thấy rằng các spin nguyên tử định hướng hoàn toàn ngẫu nhiên, mất trật tự. Độ từ hóa trung bình m , hay còn gọi là thông số trật tự từ xa, trở nên bằng không ngay cả ở nhiệt độ không tuyệt đối. Điều này thật kỳ lạ bởi vì trong các hệ từ *trật tự* thì trật tự từ xa bao giờ cũng xuất hiện khi nhiệt độ giảm.

Như đã biết, trong vật lý chất rắn người ta thường mô tả các hệ từ bởi hamiltonian:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (1.1)$$

trong đó S_i là spin nguyên tử tại nút mạng thứ i , J_{ij} là năng lượng tương tác trao đổi, một tương tác có bản chất lượng tử thuần túy, giữa các spin tại các nút mạng i và j . Độ lớn của J_{ij} phụ thuộc đáng kể vào khoảng cách r giữa các spin S_i và S_j . Trong các chất *sắt từ*, tích phân trao đổi dương ($J_{ij} > 0$) và tương tác trao đổi làm cho các spin lân cận định hướng song song nhau (trật tự sắt từ) để hệ có thể ở trong trạng thái có lợi nhất về năng lượng. Ngược lại, trong các chất *phản sắt từ*, $J_{ij} < 0$ và tương tác trao đổi làm cho các spin lân cận định hướng đối song nhau (trật tự phản sắt từ). Mức độ trật tự từ trong hệ được mô tả bởi độ từ hóa trung bình:

$$m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \langle \vec{S}_i \rangle \quad (1.2)$$

trong đó $\langle S_i \rangle$ là trị trung bình nhiệt động của spin tại nút mạng thứ i . Chẳng hạn trong trường hợp hệ sắt từ khi nhiệt độ giảm, tương tác trao đổi dần áp đảo các dao động nhiệt và làm cho hệ chuyển từ trạng thái thuận từ với $m = 0$ sang trạng thái sắt từ ở nhiệt độ Currie T_C với $m \neq 0$.

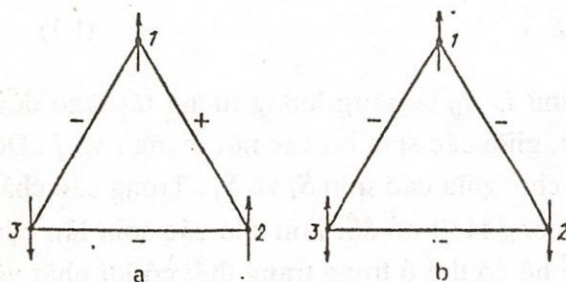
Cũng như trong các hệ từ trật tự, tương tác trao đổi đóng vai trò quyết định cấu trúc từ của thủy tinh spin. Tuy nhiên, đặc điểm quan trọng nhất của thủy tinh spin là trong những hệ này tương tác trao đổi thay đổi một cách ngẫu nhiên cả về dấu và độ lớn. Nói khác đi, trong thủy tinh spin có sự cạnh tranh giữa trật tự sắt từ và trật tự phản sắt từ mà kết quả là tình trạng định hướng hoàn toàn ngẫu nhiên và mất trật tự của các spin ở nhiệt độ $T < T_g$.

Để hình dung sự đổi dấu của tương tác trao đổi, ta xét thí dụ sau đây. Trong các hợp kim Fe_xAu_{1-x} và Mn_xCu_{1-x} , nồng độ x của nguyên tử từ chỉ cỡ vài phần trăm nên khoảng cách r giữa chúng rất lớn. Tuy nhiên spin của những nguyên tử này vẫn có thể tương tác với nhau thông qua trung gian là các điện tử dẫn (cơ chế tương tác Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida). Tương tác trao đổi gián tiếp giữa các nguyên tử từ theo cơ chế này có thể mô tả bởi hàm

$$J(r) = J_0 \frac{\cos(2k_F r + \phi_0)}{(k_F r)^3}, \quad r \rightarrow \infty \quad (1.3)$$

trong đó J_0 và ϕ_0 là các hằng số, k_F là số sóng Fermi của các điện tử dẫn. Do đối số của hàm cosin rất lớn ($k_F r \gg 1$) nên chỉ cần r thay đổi chút ít là hàm $J(r)$ đã đổi dấu nhiều lần trong khi vẫn giữ nguyên độ lớn. Điều này có nghĩa là với cùng một xác suất, tương tác trao đổi giữa các spin có thể nhận các giá trị như nhau về độ lớn nhưng ngược nhau về dấu. Khi số liên kết sắt từ và phản sắt từ trong hệ tương đương, ta nói rằng hệ là một thủy tinh spin lý tưởng.

1.2 Frustrations



Hình 1 Frustration trong hệ gồm ba spin. (a) Tích $J_{12} J_{23} J_{13} > 0$ nên trong hệ không có frustrations. (b) Tích $J_{12} J_{23} J_{13} < 0$ nên trong hệ có frustrations và trạng thái cơ bản bị suy biến.

Sự cạnh tranh giữa tương tác sắt từ và tương tác phản sắt từ dẫn đến hiện tượng quan trọng sau đây, gọi là frustration. Để đơn giản ta hãy xét hệ từ với hamiltonian Ising:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} S_i S_j \quad (1.4)$$

trong đó S_i là các spin Ising có thể nhận

các giá trị ± 1 ứng với hai khả năng định hướng song song hoặc đối song theo một phương xác định nào đó. Xét một tam giác gồm ba spin (hình 1) mà tương tác giữa chúng có cùng độ lớn nhưng dấu có thể khác nhau. Nếu trong ba tích phân trao đổi J_{12} , J_{23} , J_{13} cả ba đều dương hoặc có hai cái âm thì chỉ có một trạng thái cơ bản duy nhất (với độ chính xác tới phép đổi hướng cả ba spin) như trên hình 1a. Nhưng nếu một hoặc cả ba tích phân trao đổi đều âm (lúc đó tích $J_{12} J_{23} J_{13} < 0$) thì không thể định hướng cả ba spin sao cho năng lượng từng cặp đạt giá trị cực tiểu. Giả sử cả ba tích phân trao đổi đều âm và spin 1 hướng lên (hình 1b). Khi ấy spin 2 phải hướng xuống (vì $J_{12} < 0$) còn spin 3 phải hướng lên (vì $J_{23} < 0$). Nhưng khi ấy các spin 1 và 3 lại song song với nhau và rõ ràng sự định hướng này không phù hợp với việc $J_{13} < 0$. Nếu cho spin 3 hướng xuống để thoả mối quan hệ $J_{13} < 0$ với spin 1 thì các spin 2 và 3 lại song song với nhau và không thoả điều kiện $J_{23} < 0$. Trong cả hai khả năng định hướng của spin 3, hệ có cùng một năng lượng và do đó trạng thái cơ bản bị suy biến bậc hai.

Điều nói trên có thể xảy ra với mọi chuỗi spin khép kín với số spin N tùy ý nếu tích số của các tích phân trao đổi dọc theo chuỗi $J_{12}J_{23}...J_{N-1,N}$ là một số âm. Toulouse [7] gọi hiện tượng này là *frustration*, còn liên kết giữa hai spin mà sự định hướng của chúng không tương ứng với năng lượng trao đổi cực tiểu là *liên kết không thoả mãn (frustrated bond)*. Một cách tương ứng, những hệ từ có frustrations gọi là *frustrated magnetic systems*. Những hệ từ không thoả mãn (frustrated) và mất trật tự này chính là đối tượng nghiên cứu của vật lý thủy tinh spin.

Trong các hệ thực với số spin vô hạn ($N \rightarrow \infty$), ta có thể vẽ được vô số chuỗi spin khép kín. Và nếu tương tác trao đổi có dấu thay đổi một cách ngẫu nhiên từ nút mạng này nút mạng khác thì trong hệ sẽ có vô số frustrations. Điều này dẫn đến việc trạng thái cơ bản của hệ bị suy biến vô hạn lần bởi lẽ có vô số cách định hướng spin trong hệ sao cho có thể thoả mãn những liên kết này và đồng thời lại không thoả mãn các liên kết khác, nhưng xét về toàn cục thì tất cả những cách này đều ứng với cùng một năng lượng. Ở những nhiệt độ thấp còn tồn tại vô số trạng thái với năng lượng thấp, rất gần năng lượng trạng thái cơ bản. Đối với hệ từ mô tả bởi hamiltonian Ising (1.4), số trạng thái như vậy cỡ $\exp(\lambda N)$ với $\lambda < \ln 2$. Do có entropy lớn, những trạng thái này cho đóng góp quan trọng vào nhiệt động lực học của hệ.

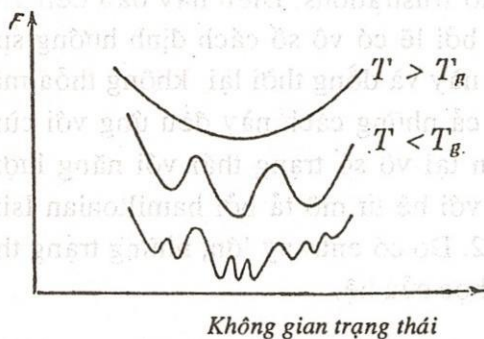
Frustrations và sự suy biến trạng thái cơ bản do chúng gây nên thực ra không liên quan tới mô hình cụ thể dùng để mô tả thủy tinh spin. Những hiện tượng này là hệ quả của một đối xứng mới đặc thù cho thủy tinh spin gọi là sự *bất biến calib địa phương*. Để hình dung đối xứng này ta hãy xét một hệ từ mất trật tự với hamiltonian Ising (1.4). Nếu trong (1.4) ta thực hiện phép biến đổi đối với spin và tích phân trao đổi tại từng nút mạng $S_i \rightarrow \alpha_i S_i$, $J_{ij} \rightarrow \alpha_i \alpha_j J_{ij}$, với α_i là một biến ngẫu nhiên có thể nhận các trị số ± 1 , thì do J_{ij} là đại lượng ngẫu nhiên nên hamiltonian sẽ bất biến đối với phép biến đổi này.

Cuối cùng lưu ý một điều khá thú vị là frustrations có thể xảy ra không chỉ trong các hệ từ mất trật tự mà cả trong đời sống xã hội. Trong cuộc sống ta thường gặp những nhóm người gồm những cá nhân với quan hệ phức tạp: A có cảm tình với B, B có thiện

cảm với C, nhưng C lại chẳng ưa A ... Rõ ràng thật khó cho B trong quan hệ với A và C: thỏa mãn người này thì lại làm thất vọng người kia. Bài toán hình thành một tập thể tối ưu ở đây có gì đó giống như việc xác định trạng thái cơ bản cho một tập hợp spin mất trật tự.

1.3 Rào năng lượng và sự vi phạm tính ergodic

Trong các hệ sắt từ *trật tự*, tại nhiệt độ $T < T_C$ hệ ở trong trạng thái mà hầu hết spin đều định hướng song song với nhau theo một phương nào đó. Ngoài trạng thái này còn tồn tại một trạng thái khác có cùng năng lượng mà ở đó hầu hết các spin đều định hướng theo phương ngược lại. Muốn chuyển từ trạng thái này sang trạng thái kia, ta phải lần lượt đảo hướng tất cả các spin, nghĩa là phải vượt qua một hàng rào năng lượng với chiều cao tăng đến vô hạn ở giới hạn nhiệt độ $N \rightarrow \infty$. Do đó nếu hệ bị "kẹt" trong một trạng thái nào đó, nó sẽ không thể chuyển sang trạng thái kia. Ta nói rằng ở $T < T_C$, không gian trạng thái bị chia thành hai "*thung lũng*" phân cách bởi một hàng rào năng lượng cao vô hạn và một khi hệ đã bị giam trong một thung lũng nào đó thì thung lũng kia sẽ là miền cấm đối với nó. Theo vật lý thống kê thì trong trường hợp này đã có *sự vi phạm tính ergodic* vì một hệ được gọi là hệ ergodic chỉ khi nó có thể trải qua tất cả trạng thái của không gian pha. Điều khẳng định này tương đương với nguyên lý ergodic mà theo đó việc tính trị trung bình theo thời gian và tính trung bình theo các trạng thái của không gian pha phải cho cùng một kết quả. Như vậy chuyển pha thuận từ - sắt từ là chuyển pha có sự vi phạm tính ergodic.



Hình 2 Sự phân chia không gian pha trong thủy tinh spin

Trong thủy tinh spin ở nhiệt độ $T > T_g$, hệ cũng ở trong trạng thái thuận từ. Tuy nhiên lúc này tính ergodic không bị vi phạm dù rằng thời gian hồi phục có thể lâu hơn so với trong trạng thái thuận từ thông thường. Nhưng khi hạ nhiệt độ xuống dưới T_g , trong hệ sẽ xảy ra chuyển pha sang trạng thái thủy tinh spin và tính ergodic bị vi phạm. Trong quá trình này không gian pha bị chia ra không phải chỉ thành hai thung lũng như trong chuyển pha thuận từ - sắt từ, mà thành vô số thung lũng (hình 2). Tại cùng một nhiệt độ, những thung lũng này có cùng năng lượng, nhưng khác nhau bởi sự định hướng của vô số spin và do đó bị phân cách bởi những hàng rào năng lượng có chiều cao tiến tới vô hạn ở giới hạn nhiệt độ. Ta đánh số các thung lũng này bởi chỉ số α và mô tả mỗi thung lũng bởi tập hợp các trị trung bình spin $\langle S_i \rangle_\alpha$ tại các nút mạng (ký hiệu $\langle \dots \rangle_\alpha$ chỉ phép tính trung bình nhiệt độ bên trong thung lũng α). Đối với từng thung lũng ta có $\langle S_i \rangle_\alpha \neq 0$, nhưng $\sum_\alpha \langle S_i \rangle_\alpha = 0$. Do đó có thể dùng đại lượng

$$q_\alpha = \frac{1}{N} \sum_i \langle S_i \rangle_\alpha^2 \quad (1.5)$$

như một thông số trật tự mô tả mức độ “đóng băng” của các spin trong trạng thái α (thông số trật tự Edwards – Anderson) [8]. Khi giảm $T \rightarrow T_g$, thông số này giảm về không.

Nếu tiếp tục giảm nhiệt độ thì từng thung lũng lại bị phân chia tiếp thành nhiều thung lũng mới (xem hình 2). Quá trình phân chia không gian pha này cứ tiếp tục cho đến khi nhiệt độ giảm tới độ không tuyệt đối. Theo nghĩa này thì ở mọi nhiệt độ dưới T_g , hệ đều ở một điểm nào đó của chuyển pha có vi phạm tính ergodic.

1.4 Thông số trật tự

Liên quan tới những gì vừa trình bày ở trên, một vấn đề đặt ra là phải tìm một thông số trật tự thích hợp, phản ánh đầy đủ những đặc điểm cơ bản của trạng thái thủy tinh spin. Rõ ràng thông số q định nghĩa bởi (1.5) không thỏa yêu cầu này vì nó chỉ cho biết thông tin về từng thung lũng chứ không chứa đựng thông tin về những thung lũng khác. Parisi [9] là người đầu tiên đưa ra ý tưởng: để mô tả trạng thái thủy tinh spin thì một thông số trật tự là không đủ mà cần phải dùng một số rất lớn thông số. Gọi $\langle S_i \rangle_\alpha$ và $\langle S_i \rangle_\beta$ là các trị trung bình spin tại các nút i trong các trạng thái α và β . Khi ấy đại lượng

$$q_{\alpha\beta} = \frac{1}{N} \sum_i \langle S_i \rangle_\alpha \langle S_i \rangle_\beta \quad (1.6)$$

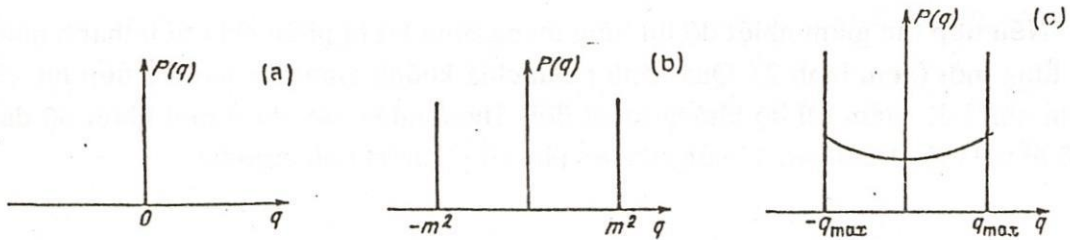
cho ta biết độ giống nhau hay *độ phủ nhau* giữa các trạng thái (hay các thung lũng) α và β . Rõ ràng các trạng thái này càng giống nhau thì độ phủ $q_{\alpha\beta}$ càng lớn. Khi các trạng thái này hoàn toàn khác nhau, ta có $q_{\alpha\beta} = 0$. Còn khi $\alpha = \beta$, thông số (1.6) qui về thông số Edwards – Anderson q (1.5). Do đó có thể dùng thông số $q_{\alpha\beta}$ làm metric trong không gian pha (có thể xem đại lượng tỷ lệ nghịch với $q_{\alpha\beta}$ là “khoảng cách” trong không gian pha).

Để mô tả các độ phủ khả dĩ giữa các trạng thái cùng tồn tại ở một nhiệt độ T nào đó ($T < T_g$), ta đưa ra hàm phân bố $P(q)$ cho các độ phủ $q_{\alpha\beta}$:

$$P(q) = \sum_{\alpha,\beta} \delta(q_{\alpha\beta} - q) \quad (1.7)$$

Hàm $P(q)$ này cho ta xác suất để các trạng thái α và β có độ phủ $q_{\alpha\beta} = q$, còn đại lượng $P(q) dq$ là xác suất để $q_{\alpha\beta}$ nhận các giá trị trong khoảng từ q đến $q + dq$. Trên hình 3 là dạng hàm $P(q)$ cho các pha thuận từ (3a), sắt từ (3b) và thủy tinh spin (3c). Trong pha thuận từ ở $T > T_C$, chỉ có một trạng thái duy nhất với các trị trung bình spin tại các nút mạng $\langle S_i \rangle = 0$ và do đó hàm $P(q)$ có dạng hàm delta tại $q = 0$ (hình 3a). Trong pha sắt từ ở $T < T_C$, có hai trạng thái: một với $\langle S_i \rangle = m$ và một với $\langle S_i \rangle = -m$. Do đó $P(q)$ gồm hai hàm delta tại $q = m^2$ và tại $q = -m^2$ (hình 3.b). Nhưng đối với pha thủy tinh spin, hàm $P(q)$ có dạng hoàn toàn khác (hình 3c): giữa hai hàm delta tại $q = \pm$

$q_{max}(T)$ là một hàm liên tục, đều đặn. Ở đây $q_{max}(T)$ là giá trị cực đại của $q_{\alpha\beta}$ và bằng độ "tự phủ" (1.5) đặc trưng cho từng thung lũng riêng biệt ở nhiệt độ T . Sự xuất hiện của đoạn cong liên tục giữa hai hàm delta trong khoảng $(0, \pm q_{max}(T))$ chính là hệ quả của việc không gian trạng thái bị phân chia liên tục mà ta đã nói tới ở 1.3.



Hình 3 Hàm phân bố $P(q)$ trong không gian: thuận từ (a), sắt từ (b), thủy tinh spin (c)

Như đã nói, những thung lũng ở cùng một nhiệt độ thực chất là những trạng thái có cùng năng lượng nhưng có các spin định hướng khác nhau. Ta hãy chọn một thung lũng α nào đó và so sánh cấu hình spin của nó với các thung lũng β còn lại. Gọi N_β là số spin trong thung lũng β có hướng khác với hướng của các spin tại những nút mạng tương ứng trong thung lũng α . Gọi x là tỉ số giữa N_β và tổng số spin N : $x = N_\beta/N$. Dễ thấy x có thể nhận các giá trị liên tục từ 0 đến 1. Do từng thung lũng được đặc trưng bởi thông số trật tự của nó nên q phải là hàm của biến x : $q = q(x)$. Khi tất cả thung lũng đều có cấu hình spin như nhau ($x = 1$), thông số Parisi $q(x)$ sẽ trùng với thông số Edwards-Anderson (1.5).

Ý tưởng trên của Parisi cho phép mô tả chuyển pha thuận từ - thủy tinh spin theo một cách nhìn hoàn toàn mới. Ở $T > T_g$ (pha thuận từ), không gian pha chưa bị phân chia và thông số trật tự q bằng không. Ở $T < T_g$ (pha thủy tinh spin), xảy ra sự phân chia không gian pha, hình thành vô số thung lũng có cấu hình spin khác nhau và do đó thông số q là hàm của biến x . Như thế sự phụ thuộc của q vào x là tín hiệu cho biết hệ đã chuyển sang pha thủy tinh spin.

1.5 Siêu metric

Từ bức tranh định tính mô tả trong 1.3 (xem hình 2), ta thấy các trạng thái trong thủy tinh spin được sắp xếp theo cấu trúc phân hệ (*hierarchical structure*): ngay dưới điểm T_g , không gian pha bị chia thành các thung lũng. Ở nhiệt độ thấp hơn, từng thung lũng lại bị chia thành vô số thung lũng nhỏ hơn. Tiếp tục giảm nhiệt độ, mỗi thung lũng nhỏ này lại bị chia thành những thung lũng nhỏ nữa. Ta có thể mô tả hiện tượng trên bởi những khái niệm toán học khá chặt chẽ như sau.

Trước tiên ta định nghĩa hàm $P(q_1, q_2, q_3)$:

$$P(q_1, q_2, q_3) = \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \delta(q_{\alpha\beta} - q_1) \delta(q_{\alpha\gamma} - q_2) \delta(q_{\beta\gamma} - q_3) \quad (1.8)$$

Theo (1.8), hàm $P(q_1, q_2, q_3)$ cho xác suất để ba trạng thái (ba thung lũng) tùy ý α, β và γ cùng một lúc có các độ phủ tương ứng là $q_{\alpha\beta} = q_1, q_{\alpha\gamma} = q_2, q_{\beta\gamma} = q_3$. Lý thuyết trường trung bình [4, 10] cho kết quả là xác suất này chỉ khác không nếu

$$q_1 = q_2 \leq q_3, \text{ hoặc } q_1 = q_3 \leq q_2, \text{ hoặc } q_3 = q_2 \leq q_1 \quad (1.9)$$

Trong tất cả những trường hợp còn lại, hàm $P(q_1, q_2, q_3) = 0$. Tiếp theo, ta định nghĩa khoảng cách giữa hai trạng thái α và β như sau:

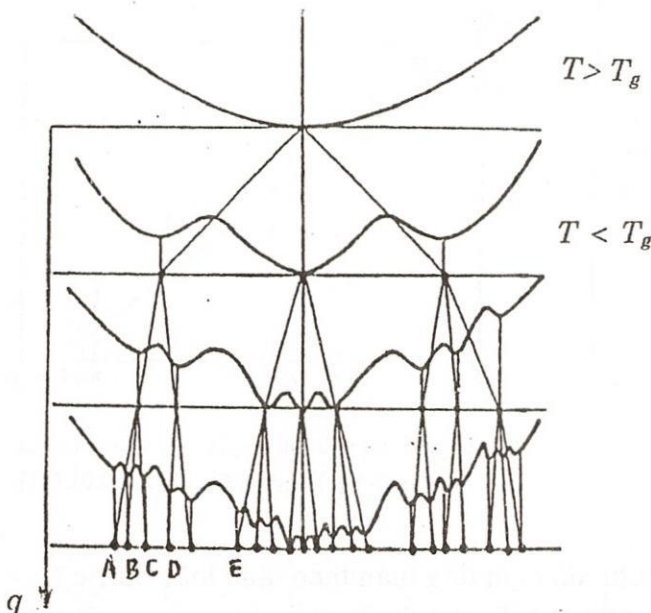
$$d_{\alpha\beta} = \frac{1}{N} \sum_i^N [\langle S_i \rangle_\alpha - \langle S_i \rangle_\beta]^2 = 2[q(1) - q_{\alpha\beta}] \quad (1.10)$$

Nếu hai trạng thái α và β càng giống nhau thì độ phủ giữa chúng càng lớn và theo (1.10) khoảng cách $d_{\alpha\beta}$ càng nhỏ. Ngược lại nếu độ phủ càng nhỏ (các trạng thái α và β càng ít giống nhau) thì khoảng cách $d_{\alpha\beta}$ càng lớn.

Từ các định nghĩa (1.9) và (1.10) dễ thấy khoảng cách giữa các trạng thái α, β và γ thoả bất đẳng thức sau:

$$d_{\alpha\beta} \leq \max(d_{\alpha\gamma}, d_{\beta\gamma}) \quad (1.11)$$

Theo (1.11), trong không gian trạng thái chỉ có thể có các tam giác cân hoặc tam giác đều. Trong toán học, không gian có tính chất như vậy được gọi là không gian *siêu metric* để phân biệt với không gian *thông thường* nơi mà bất đẳng thức tam giác sau đây luôn được thỏa mãn:



$$d_{\alpha\beta} \leq d_{\alpha\gamma} + d_{\beta\gamma} \quad (1.12)$$

Không gian siêu metric đã được các nhà toán học nghiên cứu từ lâu. Trong vật lý, người ta mới bắt đầu quan tâm đến nó từ 1984 khi xây dựng lý thuyết trạng thái thủy tinh spin [10].

Cách đơn giản nhất để mô tả không gian siêu metric trong thủy tinh spin là dùng *cây phủ hệ* (hierarchical tree) như trên hình 4. Chiều cao của cây này được tính từ điểm phân nhánh đầu tiên đến các "điểm ngọn" (lưu ý là trên hình 4

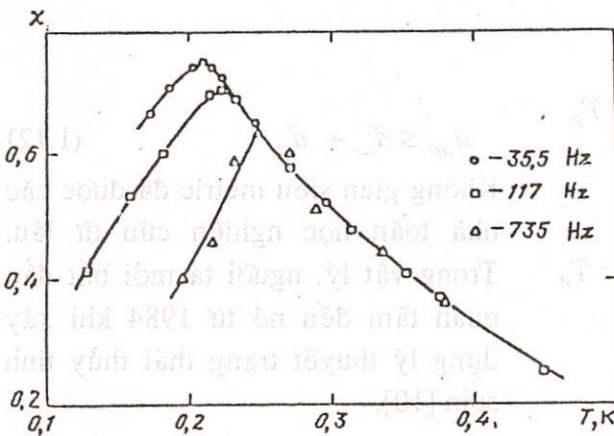
Hình 4 Cây phủ hệ mô tả không gian trạng thái trong thủy tinh spin

“gốc cây” nằm phía trên, còn “ngọn cây” nằm phía dưới) và được chia thành các mức, mỗi mức ứng với một nhiệt độ xác định. Mức thấp nhất ($q = 0$) tương ứng với nhiệt độ $T = T_g$ và mức cao nhất ($q = 1$) ứng với nhiệt độ $T = 0$. Các điểm phân nhánh trên cùng một mức của cây phả hệ mô tả các thung lũng tồn tại ở nhiệt độ T tương ứng. Khi nhiệt độ giảm, mỗi thung lũng bị chia thành các thung lũng con và điều này được mô tả bởi việc từng nhánh cây bị chia thành các nhánh con. Ngược lại khi nhiệt độ tăng, các “thung lũng con” lại nhập trở về “thung lũng mẹ” và điều này tương ứng với việc các nhánh con trở về với nhánh mẹ. Khoảng cách giữa các điểm trên cùng một mức của cây phả hệ này, theo định nghĩa, bằng số thế hệ tính từ mức đó đến “ông tổ” gần nhất. Thí dụ, đối với những điểm A, B, C, D, E trên hình 4 ta có $d_{AB} = d_{AC} = d_{BC} = 1$, $d_{AD} = d_{BD} = d_{CD} = 2$, $d_{AE} = 3$. Để thấy cây phả hệ với metric như trên hoàn toàn thỏa mãn điều kiện (1.11) của không gian siêu metric.

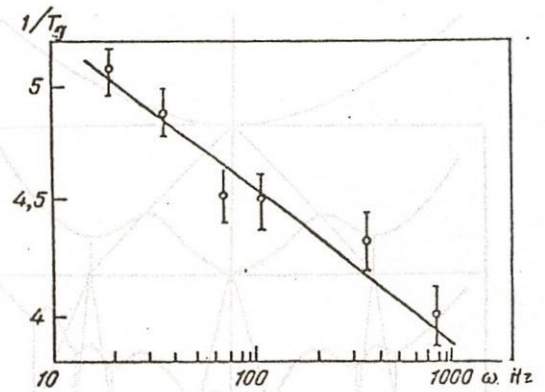
2 Thực nghiệm

Bức tranh vật lý về trạng thái thủy tinh spin trên đây có vẻ như dựa trên những ý tưởng và suy luận hoàn toàn định tính. Phần 2 của bài tổng quan này sẽ mô tả một số kết quả thực nghiệm quan trọng cho phép nghiệm lại tính hợp lý của bức tranh định tính này. Các nghiên cứu thực nghiệm cho thấy, không phụ thuộc vào dạng cụ thể, các thủy tinh spin đều mang những tính chất khác thường so với các vật liệu từ thông thường. Dưới đây là một số tính chất điển hình của thủy tinh spin.

2.1 Độ cảm từ



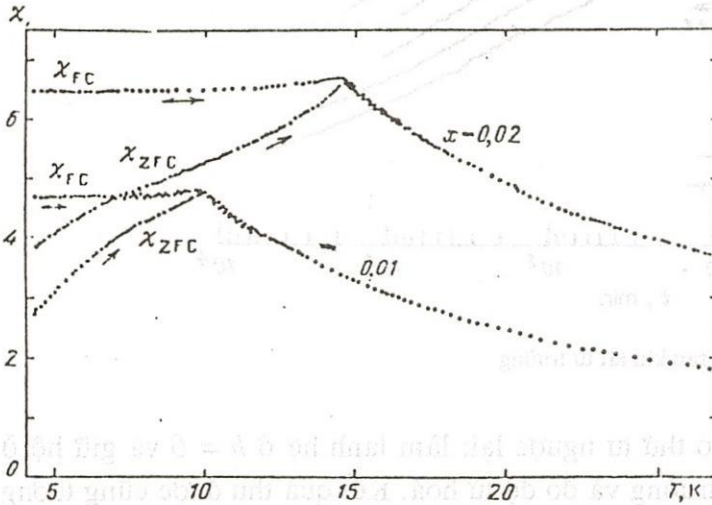
Hình 5 Độ cảm từ $\chi(T)$ của $Yd_{1-x}Gd_xAl_2$ ở các tần số $\omega = 35.5, 117, 735$ Hz [11]



Hình 6 Sự phụ thuộc của $1/T_g$ vào tần số từ trường trong $Yd_{1-x}Gd_xAl_2$ khi $x = 0.01$ [11]

Như đã biết, trong chất sắt từ trật tự, độ cảm từ χ tuân theo định luật Currie ($\chi \sim 1/T$) và phân kỳ tại $T = T_C$. Nhiệt độ chuyển pha T_C phụ thuộc năng lượng trao đổi giữa các spin, nhưng hoàn toàn không phụ thuộc vào tần số của từ trường ngoài. Đối với thủy tinh spin, thực nghiệm cho thấy đường cong $\chi(T)$ mô tả sự phụ thuộc của độ cảm

từ thủy tinh spin vào nhiệt độ có điểm gãy tại nhiệt độ T_g . Điều bất ngờ so với các hệ trật tự là vị trí của điểm gãy này phụ thuộc mạnh vào tần số ω của từ trường ngoài [11] (hình 5). Khi giảm tần số, T_g giảm như hàm loga [11] (hình 6). Việc T_g phụ thuộc vào tần số dao động của từ trường chứng tỏ mômen từ trung bình của hệ không kịp tiến tới giá trị cân bằng sau khoảng thời gian đo cỡ một chu kỳ dao động, hay nói khác đi T_g phụ thuộc vào thời gian đo.



Hình 7 Sự phụ thuộc nhiệt độ của các độ cảm từ χ_{FC} và χ_{ZFC} trong $Cu_{1-x}Mn_x$ [12].

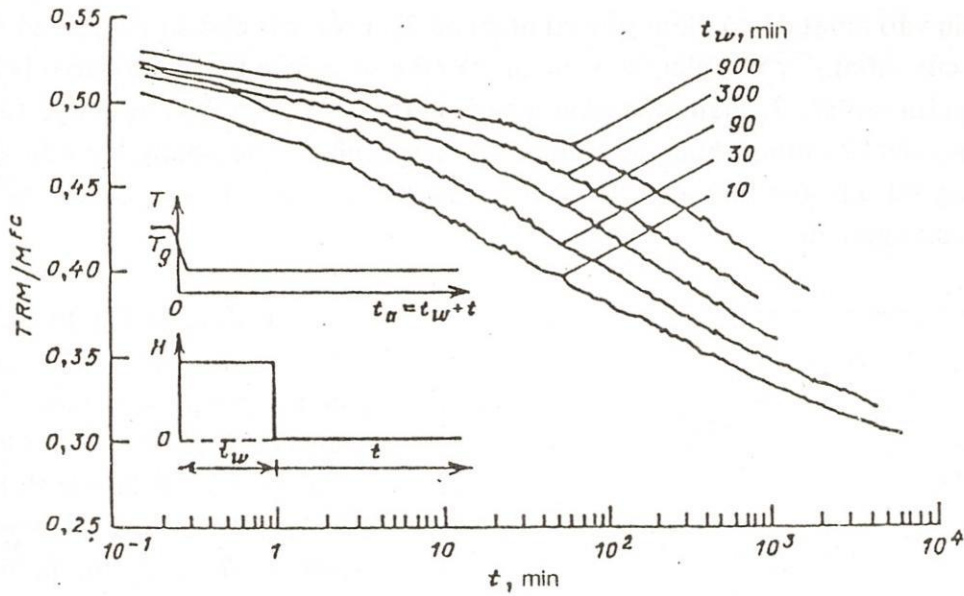
không có từ trường). Như vậy ở nhiệt độ $T < T_g$ có hai độ cảm từ: χ_{ZFC} phụ thuộc nhiệt độ và χ_{FC} hầu như không phụ thuộc nhiệt độ. Tính bất thuận nghịch của $\chi(T)$ quan sát được trong tất cả thủy tinh spin và là một trong những tín hiệu về việc hệ chuyển sang trạng thái thủy tinh spin.

2.2 Hiệu ứng nhớ

Ta vừa thấy độ cảm từ ở $T < T_g$ phụ thuộc vào trước đó hệ đã được làm lạnh ra sao (trong hay ngoài từ trường). Nói khác đi hệ dường như “nhớ được” điều gì xảy ra với nó trước đó. Hiệu ứng này còn thể hiện rất rõ qua các thực nghiệm sau đây do các nhà vật lý ở Saclay và UCLA thực hiện trên các tinh thể $CdCr_{1.7}In_{0.3}S_4$ và $AgMn$ [13-16]

Thí nghiệm được tiến hành như sau. Ban đầu hệ ở pha thuận từ ($T > T_g$). Sau đó bật từ trường ($h \neq 0$) và giảm nhiệt độ xuống dưới T_g . Tại một nhiệt độ $T < T_g$, người ta giữ hệ trong từ trường h sau một khoảng thời gian t_w (gọi là *thời gian chờ*) rồi tắt từ trường ($h = 0$) và đo xem độ từ dư M thay đổi theo thời gian t ra sao. Kết quả đo cho thấy (hình 8): 1) Độ từ dư tiến tới giá trị cân bằng rất lâu, sau những khoảng thời gian vĩ mô; 2) Quá trình hồi phục thuộc đáng kể vào thời gian chờ t_w mà trong các thí nghiệm này có thể kéo dài hàng giờ, thậm chí hàng ngày. Thời gian chờ càng lớn thì quá trình hồi phục càng kéo dài.

Không những thế, độ cảm từ còn phụ thuộc vào phương pháp làm lạnh hệ (hình 7). Nếu bật từ trường ngoài ($h \neq 0$) và làm lạnh hệ từ nhiệt độ $T > T_g$ xuống nhiệt độ $T < T_g$ thì ta thu được độ cảm từ χ_{FC} (FC viết tắt của field cooled: làm lạnh trong từ trường). Ngược lại, nếu tắt từ trường ngoài ($h = 0$) rồi mới hạ nhiệt độ ta sẽ thu được một độ cảm từ khác là χ_{ZFC} (ZFC viết tắt của zero field cooled: làm lạnh khi



Hình 8 Quá trình hồi phục của độ từ hóa sau khi tắt từ trường

Có thể làm thí nghiệm theo thứ tự ngược lại: làm lạnh hệ ở $h = 0$ và giữ hệ ở nhiệt độ $T < T_g$, sau đó mới bật từ trường và đo độ từ hoá. Kết quả thu được cũng tương tự thí nghiệm trước với sự khác biệt duy nhất là đối với từng thời gian chờ t_w đường cong $M(t)$ trong thí nghiệm này hầu như đối xứng với đường cong $M(t)$ trong thí nghiệm trước.

Việc quá trình hồi phục xảy ra vô cùng chậm chứng tỏ rằng trong thủy tinh spin ở những nhiệt độ dưới T_g tồn tại vô số trạng thái mà rào năng lượng giữ chúng cao vô hạn.

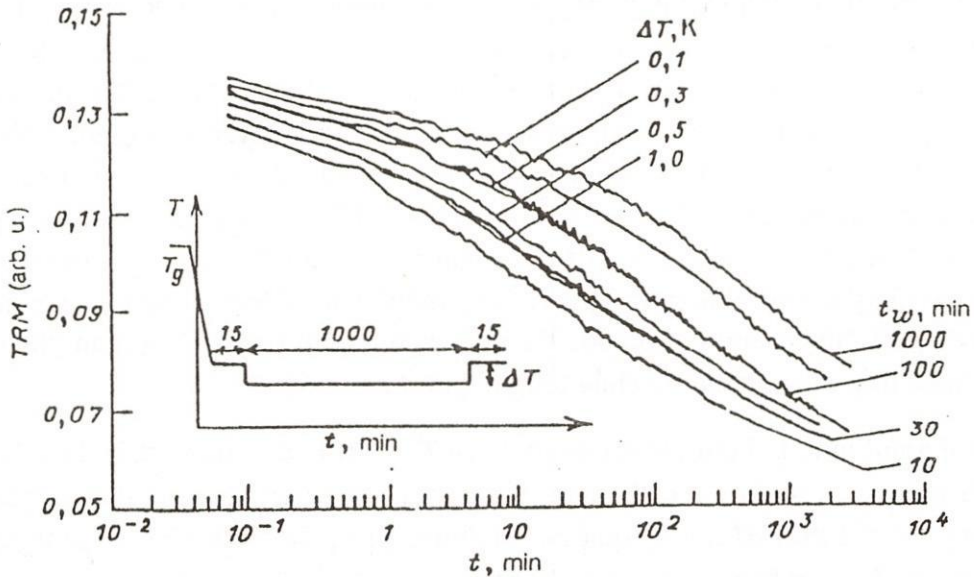
2.3 Các thí nghiệm khẳng định cấu trúc không gian pha của thủy tinh spin

Sau đây ta xét các thí nghiệm [14-16] mà kết quả của chúng có thể giải thích được nếu dựa vào bức tranh vật lý về không gian pha đã trình bày ở 1.3.

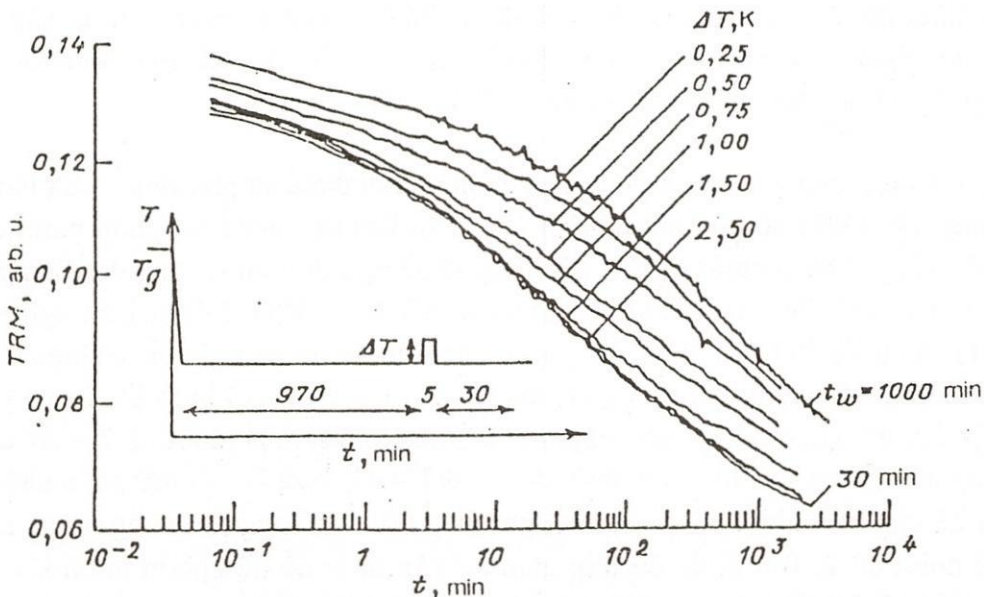
Thí nghiệm 1 Làm lạnh hệ trong từ trường xuống nhiệt độ $T < T_g$. Sau thời gian chờ t_{w1} ở nhiệt độ này, người ta hạ nhiệt độ xuống $T - \Delta T$ và giữ hệ trong khoảng thời gian t_{w2} (ΔT bé). Sau đó lại nâng nhiệt độ lên T và giữ hệ ở nhiệt độ này trong khoảng thời gian t_{w3} rồi tắt từ trường và bắt đầu đo độ từ dư. Kết quả đo đối với các giá trị ΔT khác nhau được mô tả trên hình 9. Điểm đặc biệt nhất của kết quả thí nghiệm này là nếu ΔT không quá nhỏ thì các đường cong $M(t)$ có dạng giống hệt các đường cong đo trong trường hợp chỉ giữ hệ ở nhiệt độ T trong thời gian chờ $t_w = t_{w1} + t_{w3}$ trước khi tắt từ trường. Điều đó có nghĩa là việc bắt hệ chờ ở nhiệt độ $T - \Delta T$ trong thời gian t_{w2} dường như không ảnh hưởng gì tới quá trình hồi phục của hệ sau này.

Thí nghiệm 2 Giai đoạn đầu cũng làm lạnh hệ trong từ trường xuống nhiệt độ $T < T_g$ và giữ hệ ở nhiệt độ này trong thời gian t_{w1} như trong thí nghiệm 1. Nhưng sau đó tăng nhiệt độ lên $T + \Delta T < T_g$ và giữ hệ trong khoảng thời gian t_{w2} . Tiếp đó lại giảm

nhệt độ xuống T và giữ hệ ở nhiệt độ này trong thời gian t_{w3} rồi tắt từ trường và bắt đầu đo $M(t)$. Kết quả thí nghiệm này với các giá trị ΔT khác nhau được mô tả trên hình 10. Người ta thấy rằng nếu ΔT không quá nhỏ thì đồ thị $M(t)$ đo trong thí nghiệm này có dạng giống hệt đồ thị $M(t)$ đo trong trường hợp chỉ giữ hệ ở nhiệt độ T trong thời gian chờ $t_w = t_{w3}$ trước khi tắt từ trường. Điều đó có nghĩa là chỉ cần tăng nhiệt độ chút ít là đủ phá đi những gì hệ đã “nhớ” được trước đó.



Hình 9 Quá trình hồi phục của độ cảm từ trong thí nghiệm 1.



Hình 10 Quá trình hồi phục của độ cảm từ trong thí nghiệm 2.

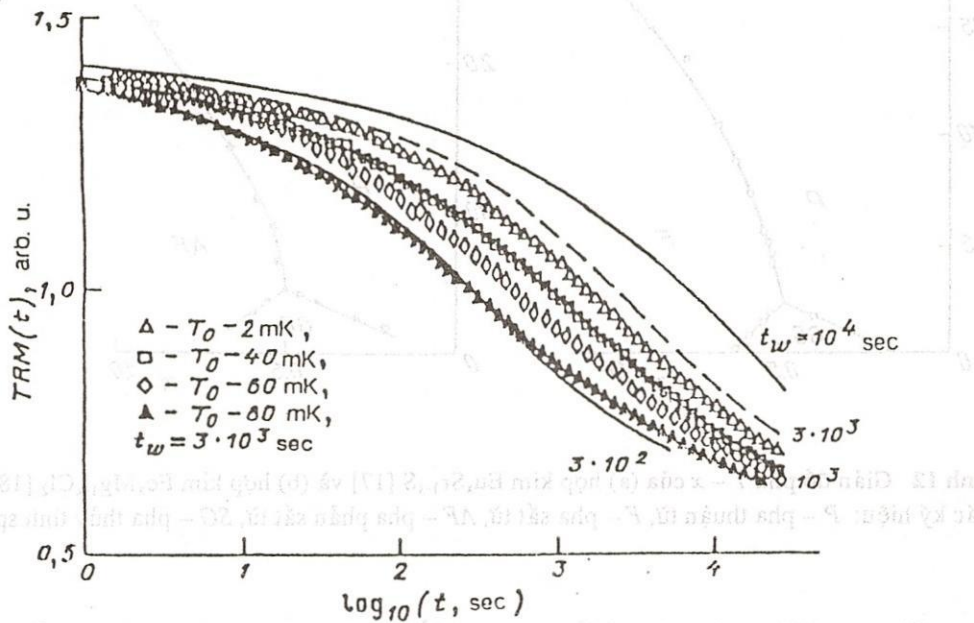
Một cách định tính, có thể giải thích kết quả hai thí nghiệm trên như sau. Quá trình thiết lập sự cân bằng nhiệt động trong hệ thực chất là quá trình hệ lần lượt vượt qua các rào thế để chiếm lĩnh các trạng thái (các thung lũng) tồn tại ở một nhiệt độ nào đó. Sau thời gian t_w , hệ sẽ chiếm được phần không gian pha mà ở đó các rào thế có chiều cao không vượt quá $\Delta_{max}(T, t_w) \sim T \log(t_w/\tau)$ với τ là một thông số thời gian vi mô.

Trong thí nghiệm 1, sau thời gian chờ t_{w1} ở nhiệt độ T , hệ chiếm được một phần nào đó của không gian trạng thái. Khi giảm nhiệt độ xuống $T - \Delta T$, phần không gian trạng thái này bị chia thành nhiều thung lũng mà rào thế giữa chúng cao vô cùng. Một cách tương ứng, những trạng thái mà hệ đã chiếm trước đây sẽ bị chia thành nhiều trạng thái. Trong khoảng thời gian t_{w2} , hệ bắt đầu chiếm lĩnh những trạng thái mới này nhưng đồng thời bị giam trong phần không gian pha còn nhỏ hơn phần không gian pha nó đã từng bị giam ở nhiệt độ T . Do đó sau thời gian chờ t_{w2} ở nhiệt độ $T - \Delta T$, hệ chỉ có thể chiếm lĩnh được những trạng thái là "hậu duệ" của những trạng thái nó đã từng chiếm ở nhiệt độ T . Khi từ nhiệt độ $T - \Delta T$ trở về nhiệt độ T ban đầu, những trạng thái "hậu duệ" này sẽ nhập trở về những trạng thái "phụ mẫu" của chúng, đồng thời xóa đi tất cả những gì hệ đã "nhớ" được trước đó. Và quá trình chiếm lĩnh không gian pha ở nhiệt độ T lại được tiếp tục như thể hệ chưa từng bị giữ ở nhiệt độ $T - \Delta T$.

Trong thí nghiệm 2, khi tăng nhiệt độ từ T lên $T + \Delta T$, những trạng thái đã bị hệ chiếm sau thời gian t_{w1} ở nhiệt độ T sẽ nhập trở về một số ít hơn các trạng thái "phụ mẫu" của chúng. Vì thế nếu ΔT không quá bé thì những gì hệ đã "tích lũy" được trong thời gian t_{w1} ở nhiệt độ T sẽ bị xóa sạch khi tăng nhiệt độ từ T lên $T + \Delta T$. Bởi vậy nên sau khi trở về nhiệt độ T ban đầu thì quá trình chiếm lĩnh không gian pha lại bắt đầu từ đầu.

Có thể tóm tắt kết quả hai thí nghiệm trên như sau. Sau khi đưa hệ vào trạng thái thủy tinh spin và giữ hệ ở nhiệt độ $T < T_g$ trong một khoảng thời gian nhất định thì chỉ cần *tăng* nhiệt độ lên chút ít là có thể xóa đi "ký ức" của hệ về những gì đã xảy ra với nó trước đó. Ngược lại, nếu *giảm* nhiệt độ dù không nhiều thì quá trình nhớ dường như ngừng lại và chỉ tiếp tục khi hệ trở về nhiệt độ ban đầu.

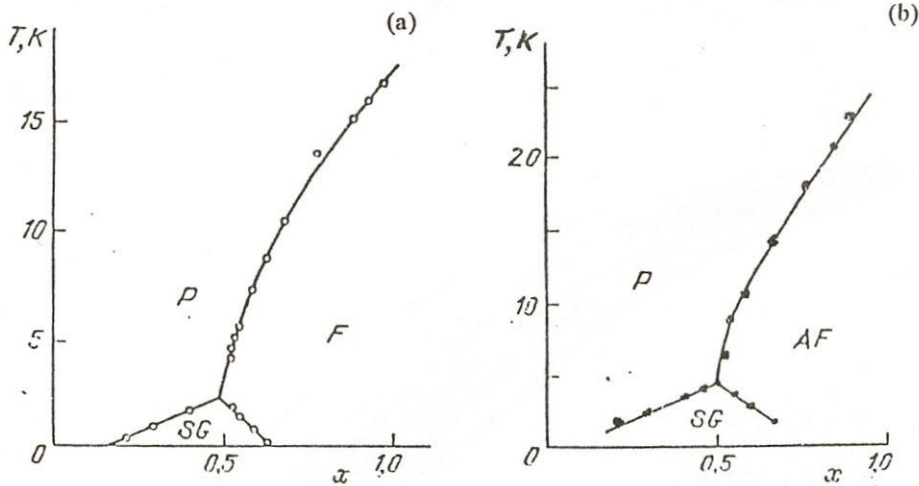
Cùng với hiện tượng trên, người ta còn chứng minh được sự phụ thuộc của hàng rào năng lượng vào nhiệt độ qua thí nghiệm sau [15]. Bật từ trường và giảm nhiệt độ xuống dưới T_g , rồi giữ hệ ở nhiệt độ $T - \Delta T$ trong khoảng thời gian t_w . Sau đó đột ngột tăng nhiệt độ từ $T - \Delta T$ lên T rồi tắt từ trường và đo độ từ dư $M(t)$. Kết quả thí nghiệm (xem hình 11) cho thấy đồ thị $M(t)$ có dạng giống hệt như trong thí nghiệm về hiệu ứng nhớ đã mô tả trong 2.2 nhưng với thời gian chờ $t_{eff} < t_w$ (so sánh với hình 8). Ta có thể giải thích việc hai thí nghiệm này cho cùng một kết quả như sau. Ở nhiệt độ $T - \Delta T$ các hàng rào năng lượng cao hơn so với ở nhiệt độ T : $\Delta(T - \Delta T) > \Delta(T)$. Vì thế phần không gian pha mà hệ chiếm ở nhiệt độ $T - \Delta T$ bị giới hạn bởi các hàng rào năng lượng cao hơn so với ở nhiệt độ T . Bởi lý do đó thời gian t_{eff} cần thiết để hệ chiếm miền không gian pha ở nhiệt độ T phải ít hơn so với thời gian t_w cần thiết để hệ chiếm miền không gian pha ở nhiệt độ $T - \Delta T$.



Hình 11. Quá trình hồi phục của độ cảm từ tại nhiệt độ T sau khi giữ hệ trong từ trường với thời gian chờ t_w tại nhiệt độ $T - \Delta T$ [15]

2.4 Hiện tượng chuyển pha trở lại

Thực nghiệm cho thấy khi giảm nhiệt độ không những hệ có thể chuyển sang pha thủy tinh spin từ pha thuận từ, mà có thể cả từ pha sắt từ hoặc phản sắt từ. Trên hình 12 là giản đồ pha nhiệt độ - nồng độ ($T-x$) của các hợp kim $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ [17] và $\text{Fe}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Cl}_2$ [18]. Nếu cố định x và giảm T thì ở bên trái điểm ba, hệ chuyển từ pha thuận từ sang pha thủy tinh spin. Nhưng ở bên phải điểm ba thì thoát đầu hệ chuyển từ pha thuận từ sang pha sắt từ (hoặc phản sắt từ) trước, rồi sau đó mới chuyển sang pha thủy tinh spin. Như vậy khi giảm nhiệt độ, hệ chuyển lần lượt qua các pha mất trật tự - trật tự - mất trật tự. Vì thế mà chuyển pha trên được gọi là chuyển pha trở lại (the re-entrant phase transition) tuy rằng thuật ngữ này không được "trúng" lắm vì pha mất trật tự cuối về bản chất khác hẳn pha mất trật tự ban đầu.



Hình 12 Giản đồ pha $T - x$ của (a) hợp kim $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ [17] và (b) hợp kim $\text{Fe}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Cl}_2$ [18].
 Các ký hiệu: P - pha thuận từ, F - pha sắt từ, AF - pha phản sắt từ, SG - pha thủy tinh spin.

Thực nghiệm còn cho thấy trong nhiều trường hợp trật tự từ xa tồn tại ngay cả trong pha thủy tinh spin ($m \neq 0$ ở $T < T_g$). Ngoài ra tính chất từ của hệ ngay cả trong các pha sắt từ [13], phản sắt từ [19] và ferri từ [20] cũng khác hẳn so với trong các pha tương ứng của những hệ từ trật tự thông thường. Frustrations có thể làm thay đổi đáng kể tính chất của hệ trong những pha này [1, 2]. Một trong những ưu điểm nổi bật của các vật liệu từ mất trật tự là khả năng điều khiển các tính chất của những vật liệu này bằng cách thay đổi liên tục thành phần của chúng. Nhờ thay đổi nhiệt độ hoặc thành phần hợp kim, ta có thể tạo ra trong hệ một sự chuyển pha liên tục từ trạng thái thuận từ sang trạng thái sắt từ và cuối cùng là trạng thái thủy tinh spin với những tính chất đặc biệt dù rằng độ từ hóa trong trạng thái cuối này vẫn khác không. Việc khảo sát những tính chất này mở ra những khả năng ứng dụng thực tế mới rất phong phú của những vật liệu từ mất trật tự.

Kết luận

Thủy tinh spin là trạng thái rất phổ biến trong các vật liệu từ mất trật tự. Khi mà tất cả tương tác giữa các spin đều mang tính ngẫu nhiên và mỗi spin đều cố gắng hướng những spin khác theo ý mình thì chắc chắn trong hệ sẽ hình thành một số rất lớn những liên kết không thỏa mãn (frustrated bonds). Hệ quả của hiệu ứng này là sự suy biến của trạng thái cơ bản và các trạng thái khác ở nhiệt độ $T < T_g$. Ở giới hạn nhiệt độ, chiều cao của những hàng rào năng lượng phân cách các trạng thái này tiến đến vô cùng và điều này lý giải tại sao các quá trình hồi phục trong thủy tinh spin lại kéo dài như vậy. Đây cũng là nguyên nhân gây nên các hiện tượng đặc biệt trong thủy tinh spin

như hiệu ứng nhớ, các quá trình bất thuận nghịch, sự phụ thuộc tuyến tính của nhiệt dung vào T ở miền nhiệt độ thấp, v.v. Trạng thái thủy tinh spin là trạng thái phi ergodic.

Bởi những lý do trên, hoàn toàn không thể giải thích những tính chất khác thường của thủy tinh spin bằng các khái niệm quen thuộc của lý thuyết về các hệ từ trật tự. Ngay cả việc "tân trang" lại những khái niệm này cũng chẳng giúp ích gì mà cần phải xây dựng một lý thuyết mới. Những nỗ lực nghiên cứu theo hướng này đã cho phép kết luận: trạng thái thủy tinh spin là một trạng thái vật lý hoàn toàn mới. Trong số những lý thuyết về thủy tinh spin, thành công nhất là lý thuyết trường trung bình do Sherrington và Kirkpatrick [21] khởi xướng, rồi sau đó Parisi [9] và nhiều nhà vật lý khác phát triển (xem [1-5]). Có thể nói ngắn gọn là đối với thủy tinh spin, lý thuyết này đóng vai trò quan trọng, tương tự như vai trò của lý thuyết trường phân tử đối với các vật liệu từ trật tự. Phần trình bày về lý thuyết trường trung bình cho thủy tinh spin là nội dung chính của bài tổng quan tiếp theo mà chúng tôi sẽ đăng trong số gần đây của tạp chí này [22].

Cảm ơn

Xin chân thành cảm ơn GS Nguyễn Ngọc Giao và GS Nguyễn Văn Trọng, những người đã đồng viên, khuyến khích chúng tôi viết bài tổng quan này. Đặc biệt, xin chân thành cảm ơn TS Mai Suân Lí về những nhận xét và ý kiến góp ý hết sức quý báu cho bài viết này.

SPIN GLASSES: Properties and experimental facts

Hoàng Dũng

Abstract: This review is devoted to the most important properties of spin glasses as well as the related experimental facts. The modern understanding of the physics of the spin-glass state is presented.

Tài liệu tham khảo

1. K. Binder and A.P. Young, Rev. Mod. Phys. **58**, 801 (1986)
2. I.Ya. Korenblit and E.F. Shender, Usp. Fiz. Nauk **157**, 267 (1989)
3. M. Mezard, G. Parisi and M. Virasoro, *Spin - Glass Theory and beyond* (World Scientific, Singapore 1987)
4. V.S. Dotsenko, Usp. Fiz. Nauk **163** (6), 1 (1993)

5. K.H. Fisher and J.A. Hertz, *Spin glasses* (Cambridge Univ. Press 1991)
6. A.J. Blandin, *J. de Physique* **39**, 6 (1978)
7. G. Toulouse, *Commun. Phys.* **2**, 115 (1977)
8. S.F. Edwards and P.W. Anderson, *J. Phys.* **F 5**, 965 (1975)
9. G. Parisi, *J. Phys. A* **13**, 1101 (1980); *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1946 (1983)
10. R. Rammal, G. Toulouse and M.A. Virasoro, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 765 (1986)
11. J. Aarts, W. Felsch, H. von Lohneysen, F. Steylich, *Z. Phys.* **B 40**, 127 (1980)
12. S. Nagata, P.H. Keesom, and H.R. Harrison, *Phys. Rev. B* **19**, 1633 (1979)
13. M. Lederman et al, *Phys. Rev. B* **44**, 7403 (1991)
14. E. Vicent et al, in: *Recent progress in random magnets*, edited by D.H. Ryan (World Scientific, Singapore 1992)
15. J. Hammann et al, *J.Mag.Mag.Mater.* **104**, 1617 (1992)
16. F. Lefloch et al, *Europhys. Lett.* **18**, 647 (1992)
17. H. Maletta, *J. Appl. Phys.* **53**, 2185 (1982)
18. P. Wong, S. Molnar et al, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2043 (1985)
19. I. Ya. Korenblit and E.F. Shender, *JETP* **89**, 1785 (1985); *JETP* **93**, 1060 (1987)
20. I. Ya. Korenblit, Ya. V. Feodrov and H. Zung, *Fiz. Tverd. Tela* **32**, 1441 (1990);
M.S. Li, L.Q. Nguyen, A.V. Vedyayev and H. Zung, *J. Magn. Magn. Mater.* **96**, 175 (1991)
21. D. Sherrington and S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1792 (1975)
22. Hoàng Dũng, "*Thủy tinh spin: Lý thuyết trường trung bình*" (Sẽ đăng trong Tạp chí Phát triển Khoa học – Công nghệ)

SPIN GLASSES:

Properties and experimental facts

Hoàng Dũng

Abstract: This review is devoted to the most important properties of spin glasses as well as the related experimental facts. The modern understanding of the physics of the spin-glass state is presented.

Tài liệu tham khảo

1. K. Binder and A.P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986)
2. I. Ya. Korenblit and E.F. Shender, *Usp. Fiz. Nauk* **157**, 257 (1987)
3. M. Mézard, G. Parisi and M. Virasoro, *Spin - Glass Theory and beyond* (World Scientific, Singapore 1987)
4. V.S. Dotsenko, *Usp. Fiz. Nauk* **163** (6), 1 (1997)