

TÁN XẠ KHÔNG ĐÀN HỒI CỦA CÁC NƠTRON PHÂN CỰC TRONG TINH THỂ PHÂN CỰC ĐƯỢC ĐẶT TRONG TỪ TRƯỜNG NGOÀI BIẾN THIÊN TUẦN HOÀN

NGUYỄN ĐÌNH

Giả sử ta có một chùm neutron phân cực tiến tới tinh thể phân cực. Tinh thể không gian $x > 0$ và có mặt biên trùng với mặt phẳng yo . Ta đặt tinh thể vào từ trường biến thiên quay với tần số ω :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = [H_1(\vec{r}) \cos \omega t] \vec{i} + [H_1(\vec{r}) \sin \omega t] \vec{j} + H_0(\vec{r}) \vec{k}$$

Như chúng ta đã biết trong [1] đã chứng minh được rằng bài toán truyền sóng trong ngoài biến thiên $\vec{H}(\vec{r}, t)$ có thể đưa về bài toán truyền sóng trong từ trường ngoài không biến thiên $\vec{H}_{eff}(\vec{r}, \omega)$ bằng cách chuyển độ quay.

Như vậy sau khi chuyển qua hệ tọa độ quay và giả thiết rằng $\vec{H}_1(\vec{r}), \vec{H}_0(\vec{r})$ không phụ thuộc vào \vec{r} , ta có: $H_{1x} = H_{1y} = 0, H_{1z} = H_1 \Theta(x), H_{0x} = H_{0y} = 0, H_{0z} = H_0 \Theta(x)$

$$H_{eff}(\omega) = \left[H_1^2 + \left(H_0 + \frac{\hbar \omega}{2\mu} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}; \quad \Theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{khi } x < 0 \\ 1 & \text{khi } x > 0 \end{cases}$$

và giả sử từ trường hiệu dụng hạt nhân trong tinh thể có dạng:

$$H_{effn}^{nuc} = H_{effp}^{nuc} = 0, \quad H_{effn}^{nuc} = H_{effp}^{nuc} \Theta(x)$$

thì quá trình tán xạ của các neutron phân cực trong tinh thể phân cực được xác định bởi phương trình Schrödinger sau [2, 3]

$$N = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + N_K + W_1 + W_2$$

ở đó N_K - Hamiltonian của tinh thể.

$$W_1 = -\mu \vec{\sigma} \cdot \vec{H}_{eff}(\vec{r}, \omega) - \mu \vec{\sigma} \cdot \vec{H}_{eff}^{nuc}(\vec{r}, \omega)$$

mô tả thế tương tác của neutron với từ trường hiệu dụng.

$$W_2 = \sum_c \left[A_c + B_c \vec{\sigma} \cdot (\vec{J}_c - \langle \vec{J}_c \rangle) \right] \delta(\vec{r} - \vec{R}_c) - \\ - \rho_{BD\mu} \sum_j \left[\vec{S}_j \cdot \vec{\nabla}_r (\vec{S}_j - \langle \vec{S}_j \rangle) \cdot \vec{\nabla}_r \frac{1}{|\vec{r} - \vec{R}_j|} + 4\pi \vec{S}_j \cdot (\vec{S}_j - \langle \vec{S}_j \rangle) \delta(\vec{r} - \vec{R}_j) \right]$$

Các ký hiệu ở trên như mô tả ở [2].

Tiểu diện hiệu dụng của tán xạ không đàn hồi của các neutron phân cực được công thức [3]

$$\frac{d^2 \sigma(\omega)}{d\Omega dE_{K'}} = \frac{m^3 K}{(2\pi)^3 \hbar^5 K'} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i(E_{K'} - E_K)t} S_p \left\{ \rho_n \rho_{nuc} \rho_p T_{K',K}^+ T_{K,K}(t) \right\}$$

hối lượng của neutron; ρ_n , $\rho_{n\uparrow}$, ρ_n - các ma trận mật độ spin của neutron, hạt
tử.

Trong quá trình tính toán tương tự [2] chúng ta thu được công thức tiết diện tán xạ
này sẽ có kết quả như công thức tiết diện tán xạ của neutron trong tinh thể phân
tử trong từ trường ngoài không đổi [2] nếu như ta thay số sóng của neutron trong tinh
thể bằng bài báo [2] bởi

$$K_{\pm}^{\pm}(\omega) = \left[\frac{2m}{\hbar^2} \left(E_{\pm} \pm \mu H_{eff}(\omega) \pm \mu H_{eff}^{nuc} \mp \frac{\hbar\omega}{2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

hối lượng chuyển động dọc theo trục x của neutron.

Chúng ta thu được là tiết diện tán xạ không đàn hồi của các neutron phân cực trong tinh thể
đặt trong từ trường ngoài biến thiên phụ thuộc vào tần số của từ trường ngoài ω
và làm tương quan của các spin hạt nhân, các hàm tương quan của các spin điện tử.
Điều này cho phép ta nghiên cứu sâu sắc hơn cấu trúc và tính chất của tinh thể bằng phương
pháp neutron chậm.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Ктер. Основы теории магнитного резонанса. Изд. Мир, М. 1981, 488с.

2. Дини Зунг. Вестник ВГУ, сер 1, №3, 6, (1988).

3. Cur and D. L. Mills. Phys. Rev. 26, No. 9, 5175 (1982)

Phung Dung - THE INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS BY POLARIZED CRYSTALS, PLACED IN PERIODICAL VARIABLE MAGNETIC FIELD.

In this article the problem of inelastic scattering of neutrons by polarized crystals placed in periodical
magnetic field is solved.

Phung Dung - VLLT-DHTH Hà Nội

Nhận ngày 20.9.1990

HẤP THỤ TỪ - QUANG QUA CÁC BƯỚC NHẢY TRONG BÁN DẪN-BÁN TỬ n-Cd_{1-x}Mn_xSe

NGUYỄN VĂN HƯƠNG¹, MARIAN GRYNBERG²
NGUYỄN QUANG BẦU¹, NGUYỄN QUỐC ANH¹

Truyền qua của n-Cd_{1-x}Mn_xSe (x=0,1) được đo bằng thực nghiệm trong vùng phổ xa
và trong từ trường đến 8T, tại nhiệt độ heli lỏng [1, 2]. Hệ số này tăng ở miền từ
trường thấp, giảm ở miền trung bình và lại tăng ở miền từ trường cao. Hệ số hấp thụ có cỡ đại
đơn vị và tăng theo tần số bức xạ [3].

Thí nghiệm và các cộng sự [2] đã giải thích sự phụ thuộc của hệ số truyền qua vào từ trường tại
các vùng thấp bằng cơ chế chuyển đổi trạng thái và tại các từ trường cao bằng hiện tượng
cyclotron. Trong công trình này chúng tôi tính hệ số hấp thụ photon thông qua các
quá trình điện tử giữa những donor gần nhau trong hợp chất bán dẫn loại n một phần bị tái

hợp. Trong bán dẫn thường cơ chế này đã được nghiên cứu về mặt lý thuyết [4] và đã chứng đúng đắn bằng thực nghiệm [5, 6].

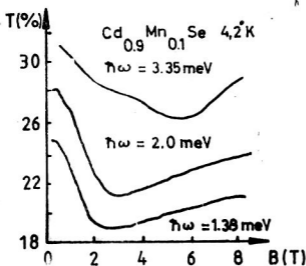
Tốc độ nhảy của điện tử được xác định từ hiệu năng lượng trạng thái cơ bản và thành phần phụ (overiap) của hàm sóng điện tử. Trong các bán dẫn thường hiệu này bắt nguồn từ thế Coulomb của các ion tạp chất tái hợp. Trong bán dẫn-bán từ độ từ hóa ứng với thăng giáng hợp phần thông qua tương tác trao đổi của các điện tử [7] cũng tham gia đóng góp vào hấp thụ. Từ trường ngoài ảnh hưởng tới tốc độ bức xạ từ hóa và sự biến dạng thành phần phụ của hàm sóng (hiệu ứng "pha" và "kích từ").

Chúng tôi tính mật độ trạng thái cơ bản của các dono cạn đồng dạng hydro với ion hóa E_I và mật độ dono N_D trong từ trường B , đồng thời áp dụng tích phân phụ [8] hợp khối lượng hiệu dụng đẳng hướng m^* , cuối cùng thu được biểu thức về hệ số α các bước nhảy dạng:

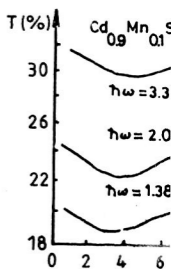
$$\alpha = \frac{16\pi^3 e^2}{3c h \chi^{\frac{1}{2}}} \int_{R_d}^{\infty} \left[1 - \frac{7}{60} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 \left(1 + \frac{|E_{\perp}|^2}{|E_{\perp}|^2 + |E_{\parallel}|^2} \right) \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] r^4 W^2 p(\Delta) \Delta^{-1} dr,$$

ở đây χ là hằng số điện môi, a - bán kính hiệu dụng Bohr, $\lambda = (ch/eB)^{1/2}$ - độ d phân thực hiện theo khoảng cách giữa các dono tạo cặp. R_d là nghiệm lớn nhất của $p(\Delta) = 0$, trong đó $\Delta = [(\hbar\omega)^2 - (2W)^2]^{1/2}$ là hiệu năng lượng giữa các dono, ω là tần số năng lượng cộng hưởng [4]:

$$W = 2E_I [(2r/3a) - (a/r)] \exp(-r/a),$$



Hình 1



Hình 2

Hình 1: Kết quả thực nghiệm hệ số truyền qua phụ thuộc vào B cho các năng lượng khác nhau.

Hình 2: Kết quả tính toán hệ số truyền qua phụ thuộc vào B cho mẫu $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ cho các photon khác nhau.

và $E_{||}$ là những thành phần biên độ trường bức xạ so với \vec{E} . Hàm phân bố $P(\Delta)$ của Δ có

$$F(\Delta) = \frac{N_d^2}{2\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\Delta^2}{4\sigma^2}\right) \left[f\left(\sqrt{2}\Theta + \frac{\Delta}{\sqrt{2}\sigma}\right) - f\left(\sqrt{2}\Theta - \frac{\Delta}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right],$$

đây

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^t \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy$$

được định nghĩa qua $f(\Theta) = \frac{1}{2} - K$ và K là tỷ số tái hợp. $\sigma^2 = z(1-z)(F-3G)^2/8\pi N_0 a^3$, với z là số ô đơn vị trong một đơn vị thể tích, $F = dE_c/dx$ (E_c - năng lượng đáy vùng dẫn), và dA/dx , A - độ tách năng lượng trao đổi trung bình của các trạng thái đơn, phụ thuộc vào z và thành phần.

Đối với $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ta chọn các tham số như đối với CdS: $\chi = 9,4$; $m^* = 0,13m_0$; $N_0 = 10^{22}\text{cm}^{-3}$. Ta giả thiết $F=1,5\text{eV}$ [9] và A được chọn như trong [1]. Hình 1 trình bày kết quả thực nghiệm lấy từ công trình [2]. Hình 2 trình bày các kết quả tính toán, tại đây chúng tôi chuyển từ hệ số hấp thụ sang hệ số truyền qua để dễ so sánh với thực nghiệm. Cấp đại lượng, phụ thuộc vào tần số và vào từ trường của hệ số này thể hiện được những đặc trưng của các công thực nghiệm

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- M. Dobrowolska et al Phys. Rev. Lett. **49**, 845 (1982).
 T. Ichiguchi et al Phys. Rev. Lett. **50**, 612 (1983).
 V. Goldman, H. D. Drew. Bull. Am. Phys. Soc. **37**, 361 (1988).
 J. Blinowski, J. Mycielski. Phys. Rev. A **136**, 266 (1964), A **140**, 1024 (1968).
 R. C. Milward, L. T. Neuringer. Phys. Rev. Lett. **15**, 644 (1965).
 A. I. Demeshima et al Fiz. Tech. Poluprov. **4**, 428 (1970).
 B. L. Gelmont et al Fiz. Tech. Poluprov. **8**, 2377 (1974).
 Nguyen Van Huong. Acta Phys. Polonica **33**, 635 (1968).
 P. Wisniewski, M. Nawrocki. Phys. Stat. Sol (b), **117**, K43 (1983).

Nguyen Van Huong et al - HOPPING MAGNETOABSORPTION IN SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTOR n-Cd_{1-x}Mn_xSe

Hopping absorption in far infrared is calculated for a semimagnetic semiconductor taking into account magnetic field effects on the donor wavefunction and density of states. The results are compared with experimental finding for n-Cd_{1-x}Mn_xSe.

1. Bộ môn VLLT- ĐHTH Hà Nội
2. Khoa Vật lý - ĐHTH Vaccava

Nhận ngày 27.3.1990