

ẢNH HƯỞNG CỦA SỰ LẤP ĐẦY ĐIỆN TỬ VÀO TÂM SÂU BẰNG ÁNH SÁNG KÍCH THÍCH ĐẾN PHỔ DLTS CỦA SILIC CZ VÀ FZ CHIẾU XẠ VỚI LIỀU CAO

ĐÀM TRUNG ĐỒN

I — MỞ ĐẦU

Từ sau khi DV. Lang đề xướng ra vào năm 1974, phương pháp DLTS [1] đã được sử dụng rộng rãi để nghiên cứu các sai hỏng trong bán dẫn. Chiếu sáng mẫu đo bằng chùm sáng có bước sóng thích hợp trong khi ghi phổ DLTS, người ta đã ghi được phổ photo-DLTS [2] trong đó có thêm những đỉnh không ghi được khi mẫu để tối. Từ đây đến nay đã có một số công trình nghiên cứu các sai hỏng trong Silic chiếu xạ mạnh bằng chùm electron và neutron bằng phương pháp photo-DLTS được công bố [3,4,5]. PM. Mooney, trong công trình của mình đã giải thích sự mạnh lên hoặc yếu đi của đỉnh DLTS khi mẫu chịu chiếu sáng, bằng sự phụ thuộc của mức độ lấp đầy tâm sâu và độ rộng của miền điện tích không gian vào thông lượng sáng—thông qua nồng độ điện tử dẫn n. Tác giả đã dẫn tới công thức sau đây:

$$R_{\max} = K \cdot n^{-1/2} [(1 - \exp(-\alpha n))] \quad (1)$$

trong đó: R_{\max} là biên độ đỉnh photo-DLTS,

$$K = 0,403 F N_I \left(\frac{2\epsilon V_0}{q} \right)^{1/2} \left[\left(1 - \sqrt{\frac{V_1}{V_0} + \frac{\lambda_1}{W_0}} \right)^2 - \left(\frac{\lambda}{W_0} \right)^2 \right]$$

F là tần số bổ xung lấp đầy, N_I là nồng độ tâm sâu, V_0 là thế phân cực 1 chiều trên mẫu, V_1 là thế phân cực 1 chiều trên mẫu khi có xung lấp đầy, W_0 là độ rộng của miền điện tích không gian khi thế phân cực một chiều là V_0 , λ , λ_1 là chiều dày của phần miền điện tích không gian trong đó mức sâu đang xét nằm dưới mức Fermi, ϵ là hằng số điện môi của vật liệu, q là điện tích của điện tử

$$\alpha = \sigma_n \langle V_n \rangle t_p$$

σ_n là tiết diện bắt điện tử của tâm, t_p là thời gian lấp đầy điện tử vào tâm, $\langle V_n \rangle$ là tốc độ của chuyển động nhiệt của điện tử.

Công thức này được đưa ra với điều kiện ghi phổ Photo DLTS bằng dòng quá độ, theo kỹ thuật tách sóng đồng bộ A-B [6].

II — SỰ PHỤ THUỘC CỦA R_{\max} VÀO QUANG THÔNG KHI XÉT ĐẾN CÁC HẠT TÀI KHÔNG CƠ BẢN.

Công thức (1) giải thích được tốt một số kết quả thực nghiệm, nhưng khi xây dựng nó, tác giả đã không đề ý đến vai trò của lỗ trống dư và cho rằng các tâm sâu đều nằm dưới mức Fermi khi cân bằng nhiệt. Trong trường hợp tổng quát, công thức (1) sẽ phải thay bằng biểu thức sau:

$$R_{\max} = K' (W_0) f_{T_{\max}} (1 - e^{-\tau t_p}) \quad (2)$$

trong đó: W_0 là độ rộng miền điện tích không gian, γ là tốc độ trao đổi điện tử giữa các vùng và tâm sâu đó:

$$K' = K \left(\frac{2\epsilon V_0}{q} \right)^{-1/2}$$

$f_{T_{max}}$ là mức độ lấp đầy tối đa của tâm.

Giải phương trình Shockley Read cho trường hợp mẫu được chiếu sáng trong quá trình lấp đầy điện tử vào tâm ET ta được:

$$f_{T_{max}} = \frac{n \sigma_n \langle V_n \rangle + P_1 \sigma_p \langle V_p \rangle + \Phi \cdot \sigma_{\Phi}^p}{(n + n_1) \sigma_n \langle V_n \rangle + (p + p_1) \sigma_p \langle V_p \rangle + \Phi (\sigma_{\Phi}^p + \sigma_{\Phi}^n)} \quad (3)$$

$$\gamma = (n + n_1) \sigma_n \langle V_n \rangle + (p + p_1) \sigma_p \langle V_p \rangle + \Phi (\sigma_{\Phi}^p + \sigma_{\Phi}^n) \quad (4)$$

trong đó n, p là nồng độ điện tử và lỗ trống, phụ thuộc vào quang thông Φ , n_1, p_1 là nồng độ điện tử và lỗ trống cân bằng, khi mức Fermi đi ngang qua tâm sâu đang xét, $\sigma_{\Phi}^p, \sigma_{\Phi}^n$ - là tiết diện bắt quang của tâm khi chưa tích điện (sinh ra lỗ trống) và khi đã tích điện (sinh điện tử). $\sigma_{\Phi}^p, \sigma_{\Phi}^n$ phụ thuộc năng lượng của photo, Φ là quang thông rọi lên mẫu.

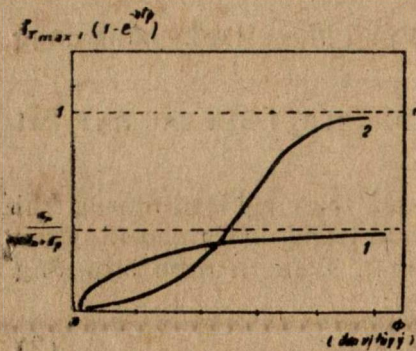
Sự xuất hiện của các hạt tải không cân bằng và dòng quang điện J_{ϕ} làm cho biểu thức của W_0 bây giờ có dạng:

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon [V_0 - (J_{\phi} + J_0) R_T]}{q(n - p)}} \quad (5)$$

R_T là trở tải của mạch phân cực mẫu, J_0 là dòng ngược của lớp Schottky ba điện lượng J_0 , n, p còn phụ thuộc nhiệt độ.

Từ các công thức (3) và (4) ta thấy rằng trong trường hợp chiếu sáng yếu nồng độ hạt tải dư Δn và Δp nhỏ, $f_{T_{max}}$ và γ chỉ thay đổi đáng kể khi $n \approx n_1$ có nghĩa là khi tâm sâu nằm lân cận mức Fermi. Với mẫu đo thỏa mãn điều kiện ấy một số tâm sẽ không quan sát thấy trên phổ DLTS ghi trong tối.

— Nếu nguồn gốc của tình trạng này là do $f_{T_{max}}$ trong tối rất nhỏ thì khi chiếu sáng R_{max} sẽ tăng tỷ lệ với $f_{T_{max}}$, nghĩa là tăng tuyến tính n (tức là theo quang thông) khi chiếu sáng yếu, và dẫn đến giá trị giới hạn tỷ lệ với $f_{T_{max}}$.



Hình 1

Sự phụ thuộc của $f_{T_{max}}$ và $(1 - e^{-\gamma t_p})$ theo quang thông khi các hàm đó triệt tiêu lúc mẫu để tối. (1): $f_{T_{max}}$; (2); $(1 - e^{-\gamma t_p})$

$$f_{t_{\max}} = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma}$$

khi chiếu sáng mạnh.

— Nếu nguồn gốc lại do tốc độ lấp đầy điện tử quá nhỏ, thì khi chiếu sáng R_m cũng tăng tuyến tính theo n khi Φ nhỏ, rồi tăng nhanh hơn khi $\gamma_{tp} \approx 1$ và cuối cùng dần tới bão hòa.

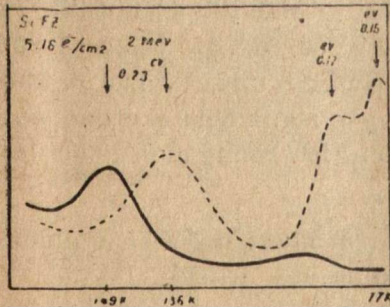
Dạng của 2 quá trình tăng của R_{\max} trong hai trường hợp đó được miêu tả trên hình vẽ (1), khi photo không tác động trực tiếp đến tâm đang xét (bỏ qua σ_{Φ}^p và σ_{Φ}^n).

Sự phụ thuộc của W_0 vào điều kiện chiếu sáng tùy thuộc vào cách bố trí thực nghiệm. Thông thường người ta chọn Rt đủ nhỏ, khiến $V_0 - (J_{\Phi} + J_0)Rt \approx V_0$. Mặt khác $n - p = n_0 + (\Delta n - \Delta p)$ với $\Delta n - \Delta p$ là mật độ các tâm đã được tích điện thêm trong quá trình chiếu sáng. Nó phụ thuộc vào nồng độ điện tử một cách phức tạp, thông qua giá trị f_T của các tâm, mà chủ yếu là các tâm nằm lân cận mức fermi. Có điều chắc chắn là W_0 giảm chậm hơn là $(n)^{-1/2}$ một cách đáng kể do đó sự yếu đi của R_{\max} do thu hẹp vùng điện tích không gian không quá lớn.

Bây giờ xét đến quá trình giải phóng điện tử khỏi 1 tâm, khi ta đưa nó vào vùng điện tích không gian của lớp Schottky trong trường hợp mẫu bị chiếu sáng: cũng từ nghiệm của phương trình Shockley Read, ta suy ra:

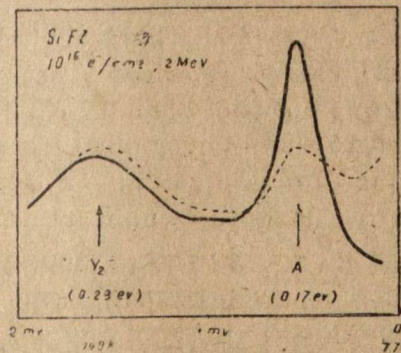
$$\gamma = n_1 \sigma_n (V_n) + \frac{J_p \cdot \sigma_p}{q} + \varphi (\sigma_p^p \Phi + \sigma_n^p \Phi)$$

Đỉnh DLTS xuất hiện khi cửa sổ tốc độ \mathcal{C}_0 của hệ đo γ , do đó đỉnh photo DLTS dịch về phía nhiệt độ thấp so với đỉnh DLTS trong tối.



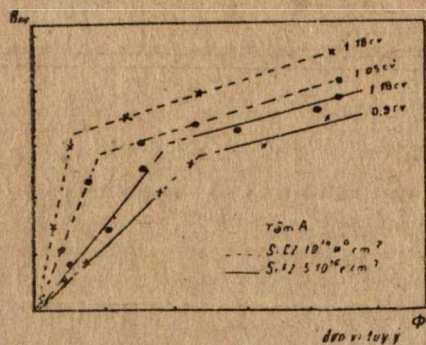
Hình 2

Phổ DLTS (...) và photo DLTS của Si FZ. 2.10^{16} P/cm³ chiếu xạ electron 2 MeV liều 5.10^{16} e⁻/cm² dùng dòng quá độ. $F = 90$ Hz, $V_0 = -3$ V, $V_1 = -0,2$ V, $t_p = 1,5$ Msec, $h\nu = 0,7$ eV.



Hình 3

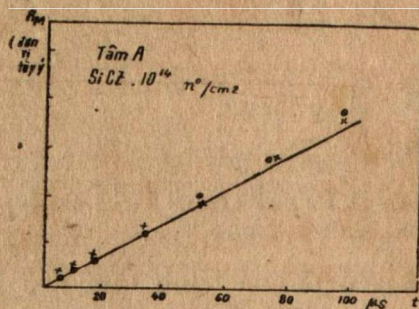
Phổ DLTS (...) và photo DLTS (...) của Si FZ 2.10^{16} P/cm³ chiếu xạ electron 2 MeV liều 1.10^{16} e⁻/cm² dùng dòng quá độ. $F = 570$ Hz, $V_0 = -4$ V, $V_1 = -0,2$ V, $t_p = 200$ Msec, $h\nu = 1,15$ eV.



Hình 4

Sự phụ thuộc của R_M của tâm A trong mẫu của Si Cz 2.10^{15} P/cm² chiếu xạ neutron nhanh ở tâm lò phản ứng liều lượng 10^{14} n⁰/cm²

F = 1480 Hz, V: -3V, V₁: -1V, t_p 100 μsec, hν = 1,18 eV (-x-x) hν = 1,05eV (- . - .) và của tâm A trong mẫu silic FZ 5.10^{16} e⁻/cm², hν = 1,18 eV (-x-x-x), hν = 0,9 eV (-o-o-o-o) (đơn vị tùy ý).



Hình 5

Sự phụ thuộc của R_M của tâm A trong mẫu Si Cz chiếu xạ neutron 10^{14} n⁰/cm² theo độ dài xung lấp đầy hν = 1,0 eV (↑), hν = 1,18 eV (x)

III - ĐỐI CHIẾU VỚI THỰC NGHIỆM.

Ta đối chiếu những kết quả trên đây với những số liệu thực nghiệm đo trên các mẫu Silic FZ pha tạp 2.10^{16} nguyên tử F_i chiếu xạ electron với liều cao, và mẫu Silic CZ chiếu xạ neutron liều cao; Với loại mẫu FZ cách tạo mẫu và hệ đo DLTS đã được trình bày trong [6] thiết bị rọi sáng đã trình bày trong [5]. Với loại mẫu Si CZ chiếu xạ neutron, cách tạo mẫu và hệ đo được trình bày trong [3]

Hình 2 vẽ phổ DLTS và photo DLTS của mẫu Silic FZ pha tạp 2.10^{16} nguyên tử P/cm³, chiếu xạ electron 2 MeV với liều 5.10^{16} e⁻/cm², ghi ở tần số 90 Hz, với năng lượng của photo hν = 0,7 eV. Ta thấy các đỉnh ở 0,17 eV; 0,15 eV không thật rõ rệt và hầu như chùng nhau trong tối, bây giờ mạnh lên; các tâm này trong tối không được lấp đầy khi ở ngoài vùng điện tích không gian hoặc do tốc độ lấp đầy quá bé hoặc do nằm trên mức fermi.

Hình 3 vẽ phổ DLTS và photo DLTS của một mẫu silic FZ khác chiếu xạ 10^{16} e⁻/cm² và ghi ở tần số 570 Hz, năng lượng photon hν = 1,15 eV.

Ta thấy đỉnh của tâm A bị yếu đi rõ nét còn đỉnh của V₂⁻, ở 0,23 eV chỉ bị thay đổi rất ít.

Rõ ràng là ánh sáng trong hai trường hợp kể trên chỉ ảnh hưởng đến biên độ của đỉnh DLTS của các tâm nằm lân cận hoặc trên mức fermi.

Hình 4 vẽ sự phụ thuộc của R_M theo quang thông φ với các mẫu silic nói trên với các năng lượng của photo khác nhau: ta thấy các đồ thị này đều có dạng gần tuyến tính khi φ nhỏ và dần tới bão hòa khi φ lớn.

Hình 5 vẽ sự phụ thuộc của R_M của các mẫu đó theo thời gian lấp đầy của trung điện. Khác với hình 4, trong trường hợp này R_M tăng tỷ lệ với t_p khi t_p nhỏ, sau đó tăng nhanh hơn.

Các kết quả trên hình 4 và 5 chứng tỏ rằng nhân tố chủ yếu gây ra tín hiệu photo DLTS là sự tăng của f_{tmax} khi chiếu sáng; vai trò của sự tăng tốc độ lấp đầy có nhưng là phụ.

Kết luận

Từ lập luận trên ta có thể rút ra các kết luận sau:

1. Đối với các mẫu đã nghiên cứu, sự biến mất một số đỉnh DLTS của các tâm không sâu lắm có thể do tốc độ lấp đầy điện tử vào tâm quá nhỏ hoặc do tâm nằm trên mức fermi:

2. Khi chiếu sáng mẫu, đỉnh photo DLTS của các tâm này hiện ra hoặc bị làm yếu đi do sự thay đổi của mức độ lấp đầy tối đa của điện tử trên các tâm đó là chính.

Để giải thích sự phụ thuộc của biên độ đỉnh photo DLTS vào quang thông trong trường hợp đó, phải đề ý đến vai trò của lỗ trống dư.

Cám ơn

Một phần kết quả thực nghiệm trong công trình này được tiến hành tại groupe de Physique des solides de l'Ecole Normale Supérieure—Đại học Paris 7, với sự cộng tác của tiến sĩ P.M. Mooney và sự giúp đỡ của tiến sĩ B. Pajot và giáo sư J. Bourgoiu—Tác giả cảm ơn các vị nói trên về sự giúp đỡ quý báu đó.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. D. V. Lang—J.appl. Phys. 43. 3023, (1974)
2. P.M. Mooney—Đàm Trung Đồn. Bull Am. Phys Soc 25—291. (1980).
3. Đàm Trung Đồn—Phùng Văn Thơm. Tạp chí Vật lý VII, 3 (1982).
4. Đàm Trung Đồn—Phùng Văn Thơm — Tạp chí Vật lý VIII, 3 (1983).
5. P.M. Mooney. J. appl. Phys 1, (1983).
6. Đàm Trung Đồn. Tạp chí Vật lý VI, 3, (1981).

**ДАМ ЧУНГ ДОН. ВЛИЯНИЕ ЗАПОЛНЕНИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ
ФОТОЭЛЕКТРОИАМИ НА DLTS ФОТОСПЕКТР CZ И FZ КРЕМНИИ,
ОБЛУЧЕННОЙ БОЛЬШИМИ РАДИОПИОННЫМИ ДОЗАМИ.**

Исследование зависимости пиковой амплитуды фото — спектр DLTS н
падающего света на основе модели с неэлементарными носителями. Теоре
тическиерасчёты согласуются с экепериментальными данными.

**ĐAM TRUNG ĐON. THE INELUENCE OF THE PHOTO FILLING PROCESS
ON THE PHOTO DLTS SPECTRA OF FZ AND CZ SILICON HEAVILY
ELECTRON AND NEUTRON IRRADIATED.**

The Influence of the photo flux on the neight of the DLTS pic of the som
traps in FZ and CZ silicon heavily electron and neutron irradiated was discussted
The hole concentration was needed to explain the experimental results.

Nhận ngày 15-10-1985