

06; 07; 12

© 1991

# ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ СВЕРХТОНКИХ СЛОЕВ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

П.В. А д а м с о н

Многослойные периодические полупроводниковые структуры (сверхрешетки, структуры с множественными квантовыми ямами) обладающие уникальными неизвестными ранее свойствами, являются в настоящее время наиболее перспективными базовыми элементами как для твердотельной электроники, так и для устройств оптической обработки информации. Значительное внимание привлекли периодические слоистые системы также в оптике мягкого рентгеновского диапазона, развитие которой тесно связано с новейшей технологией и ее применениями. Поэтому новые неразрушающие способы определения толщины сверхтонких слоев таких объектов представляют немалый практический интерес, тем более, что арсенал известных методов весьма ограничен (самым надежным из них, по-видимому, можно считать рентгенодифракционный [1]).

Цель данной заметки – показать, каким образом для измерения толщин сверхтонких диэлектрических слоев слоисто-периодических структур можно использовать оптическое излучение.

Рассмотрим многослойную диэлектрическую пленку (рис. 1) с общей толщиной  $d_p$  и периодом  $d_1 + d_2 \ll d_p$  (число периодов  $K$  большая величина). Если  $d_1 + d_2 \ll \lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны оптического излучения в пленке, то такая структура ведет себя подобно однородной среде, усредненный показатель преломления которой зависит от поляризации (ТЕ или ТМ) излучения и в первом приближении выражается следующим образом [2, 3]:

$$n_{TE}^2 = (n_1^2 + n_2^2 d_2 d_1^{-1})(1 + d_2 d_1^{-1})^{-1}, \quad (1)$$

$$n_{TM}^{-2} = (n_1^{-2} + n_2^{-2} d_2 d_1^{-1})(1 + d_2 d_1^{-1})^{-1}, \quad (2)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – действительные показатели преломления (затухание считаем слабым) слоев с толщинами  $d_1$  и  $d_2$  соответственно.

Таким образом, при известных показателях преломления  $n_1$  и  $n_2$  с помощью формул (1) или (2) можно определить отношение  $d_2/d_1$ , измеряя показатель преломления пленки для ТЕ или ТМ поляризованного света ( $n_{TE}$  или  $n_{TM}$ ). Существенным при этом является обстоятельство, что разность  $n_{TE}^2 - n_{TM}^2$  (анизотропия) достаточно большая величина, если только толщины  $d_1$  и  $d_2$

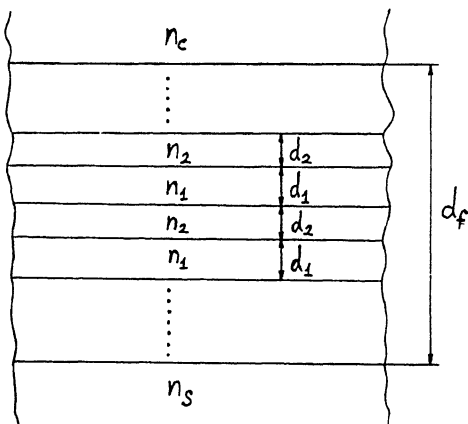


Рис. 1. Поперечный разрез многослойной пленки.

одного и того же порядка. Действительно, для заданных  $n_1 \neq n_2$   $n_{TE}^2 - n_{TM}^2 \rightarrow 0$  лишь тогда, когда  $d_1 \rightarrow 0$  или  $d_2 \rightarrow 0$  (рис. 2), достигая своего максимального значения  $(n_{TE}^2 - n_{TM}^2)_{max}$  в случае  $d_2/d_1 = n_2/n_1$  или  $d_1/(d_1 + d_2) = n_1/(n_1 + n_2)$ , причем

$$(n_{TE}^2 - n_{TM}^2)_{max} = (n_1 - n_2)^2. \quad (3)$$

Следовательно, для исключения ошибки целесообразно проводить измерения как для ТЕ, так и ТМ поляризации, имея в виду, что результаты должны удовлетворить соотношение

$$\frac{n_{TE}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_{TE}^2} = \frac{n_2^2}{n_1^2} \left( \frac{n_{TM}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_{TM}^2} \right) = \frac{d_2}{d_1}, \quad (4)$$

которое следует из (1) и (2). Спределяя показатели преломления  $n_{TE, TM}$  и общую толщину пленки  $d_f$  традиционными методами пленочной технологии [4, 5], легко получим при известном  $K$  значения  $d_1$  и  $d_2$ .

Точность величин  $d_1$  и  $d_2$  при такой методике полностью зависит от точности измерения  $d_f$  и  $n_{TE, TM}$ , которая не всегда достаточно высокая [6, 7]. Поэтому в тех случаях, когда очевидно, что исследуемая пленка (сверхрешетка) обладает волноведущими свойствами вдоль слоев ( $n_{1,2} \geq n_{s,c}$ ,  $n_s$  и  $n_c$  - показатели преломления подложки и покровного слоя), можно успешно использовать также волноводный способ. Заключается он в следующем. Посредством известного высокоточного призмного метода [8] определяют показатели преломления  $N_{TE}$  и  $N_{TM}$ , например, основных ТЕ

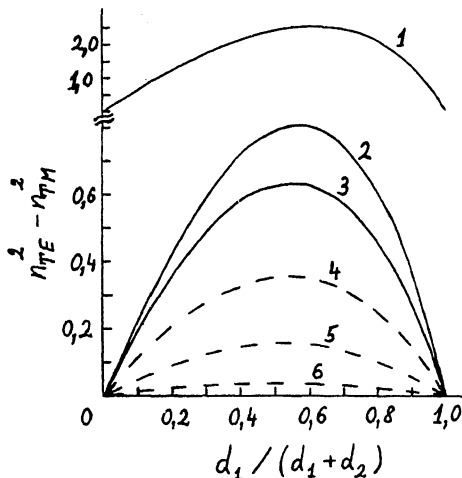


Рис. 2. Зависимость величины  $n_{TE}^2 - n_{TM}^2$  от  $d_1 / (d_1 + d_2)$ . Штриховые кривые - система  $GaAs$  ( $n_1 = 3.6$ ) -  $GaAlAs$  ( $n_2 = 3.0$  (4), 3.2 (5) и 3.4 (6)).  $\lambda_0 = 0.9$  мкм. 1 -  $Ge$  ( $n_1 = 4.2$ ) -  $ZnSe$  ( $n_2 = 2.6$ ),  $\lambda_0 = 1.8$  мкм; 2 -  $GaAs$  ( $n_1 = 3.6$ ) -  $ZnSe$  ( $n_2 = 2.7$ ),  $\lambda_0 = 0.9$  мкм; 3 -  $Ge$  ( $n_1 = 4.2$ ) -  $GaAs$  ( $n_2 = 3.4$ ),  $\lambda_0 = 1.8$  мкм;  $GaSb$  ( $n_1 = 3.8$ ) -  $AlSb$  ( $n_2 = 3.0$ ),  $\lambda_0 = 1.8$  мкм.

и ТМ направляемых мод. Затем находят искомые величины  $d_1$  и  $d_2$ , решая численно систему дисперсионных уравнений ТЕ и ТМ мод:

$$k_{TE} d_f = \sum_{l=S,C} \arctg \left( \gamma_{TE}^{(l)} / k_{TE} \right), \quad (5)$$

$$k_{TM} d_f = \sum_{l=S,C} \arctg \left[ n_{TM}^2 \gamma_{TM}^{(l)} / (n_l^2 k_{TM}) \right], \quad (6)$$

где  $k_S = k_0 (n_S^2 - N_S^2)^{1/2}$  - поперечное волновое число моды в волноведущей пленке,  $\gamma_S^{(l)} = k_0 (N_S^2 - n_l^2)^{1/2}$  - поперечное волновое число моды в  $l$ -ом крайнем слое,  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$  - волновое число в вакууме,  $d_f = K (d_1 + d_2)$ ,  $n_{TE}$  и  $n_{TM}$  выражаются формулами (1) и (2),  $S = TE, TM$ .

Заметим, что диэлектрические периодические структуры типа сверхрешетки исследовались в качестве волновода в нескольких работах [9-12]. Показано, что при относительно большом количестве периодов ( $K \geq 50$  [10]) отклонения усредненных показателей преломления, полученных по формулам (1) и (2), не выходят

за пределы погрешностей, обусловленных технологией изготовления структур.

Дифференцирование формул (5) и (6) дает следующее выражение для абсолютных ошибок  $\Delta d_i$  ( $i = 1, 2$ ) определяемых толщин:

$$\Delta d_i = \frac{|A_{TM}^{(j)} B_{TE} \Delta N_{TE}| + |A_{TE}^{(j)} B_{TM} \Delta N_{TM}|}{|k_{TM} a_{TE} - k_{TE} a_{TM}|}, \quad (7)$$

где  $j=2$ , если  $i=1$ , и наоборот,  $j=1$ , если  $i=2$ ,  $\Delta N_G$  - абсолютные ошибки измеряемых показателей преломления мод ( $N_G$ ),  $B_G = k_0^2 N_G L_G / k_G$ ,  $L_G$  - эффективная толщина волновода [13],

$$A_G^{(j)} = k_G \left( \frac{d_1 + d_2}{n_2^2 - n_1^2} \right) + (-1)^j \frac{d_1 d_2}{d_j d_f} a_G, \quad (8)$$

$$a_G = \frac{t_G}{2k_G} \left[ k_0^2 d_f + (n_G^2 - N_G^2)^{-1} \sum_{l=S,C} \frac{\rho_G^{(l)}}{1 + (q_G^{(l)})^2} \right]. \quad (9)$$

В формуле (9)  $t_{TE} = 1$ ,  $t_{TM} = n_{TM}^4 / (n_1 n_2)^2$ ,  $\rho_{TE}^{(l)} = \gamma_{TE}^{(l)}$ ,  $\rho_{TM}^{(l)} = \gamma_{TM}^{(l)} / n_l^2$ ,  $q_{TE}^{(l)} = \gamma_{TE}^{(l)} / k_{TE}$  и  $q_{TM}^{(l)} = n_{TM}^2 \gamma_{TM}^{(l)} / (n_1^2 k_{TM})$ .

Из (7)-(9) следует, что волноводный способ неприменим в двух случаях. Во-первых, тогда, когда волноведущая пленка является слабонаправляющим [13], т.е.  $n_G - n_2 \ll 1$ , потому что в этом случае характеристики TE и TM мод различаются слабо ( $|N_{TE} - N_{TM}| \ll 1$ ,  $|k_{TE} - k_{TM}| \ll 1$  и т.д.), и, следовательно, разность  $|k_{TM} a_{TE} - k_{TE} a_{TM}|$  оказывается малой величиной и ошибка  $\Delta d_i$ , согласно этому, большой. Другая ситуация, где погрешность резко возрастает, возникает, разумеется, в пределе  $n_1 \rightarrow n_2$ .

Обратим внимание еще на то, что использование в качестве показателей преломления  $n_1$  и  $n_2$  их значений для объемных материалов, строго говоря, неправильно при тех толщинах, где роль будет играть квантоворазмерный эффект. Если в аморфных пленках это происходит в области толщин  $\approx 40 \text{ \AA}$  [14], то в однородных по толщине кристаллических полупроводниковых пленках уже при толщинах, превышающих указанную величину на целый порядок [15]. Однако для длин волн далеких от края собственного поглощения влияние квантоворазмерного эффекта можно считать практически малым в случае ям с толщинами  $\approx 100 \text{ \AA}$  [10, 12]. Далее, как показывают расчеты [16, 17] и измерения [18] для системы  $GaAs-AlAs$ , истинные показатели преломления квантовой сверхрешетки отличаются (на несколько процентов) от значений, полученных путем усреднения объемных показателей преломления  $n_{1,2}$  по выражениям (1) и (2) лишь тогда, когда квантоворазмерные слои слабо

связаны между собой (толщина барьера  $\approx 50 \text{ \AA}$ ). Итак, применение объемных показателей преломления в формулах (1) и (2), во всяком случае в первом приближении, оправдано даже для систем с предельно тонкими слоями.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] I s h i b a s h i T., S u z u k i Y., O k a - m o t o H. // Jap. J. Appl. Phys. 1981. V. 20. N 9. P. L623-L626.
- [2] Р ы т о в С.М. // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. В. 5. С. 605-616.
- [3] Я р и в А., Ю х П. Оптические волны в кристаллах. М., 1987. 616 с.
- [4] Х и в е н с О.С. Измерение оптических констант тонких пленок. В кн.: Физика тонких пленок. Т. 2. М., 1967. С. 136.
- [5] Б е н н е т Х.Е., Б е н н е т Дж.М. Прецизионные измерения в оптике тонких пленок. В кн.: Физика тонких пленок. Т. 4. М., 1970. С. 7.
- [6] A r n d t D.P., A z z a m R.M.A., B e n - n e t t J.M. et al. // Appl. Opt. 1984. V. 23. N 20. P. 3571-3596.
- [7] В о е в о д и н а С.Н., Т и х о н р а в о в А.В. // Опти-ка и спектроскопия. 1990. Т. 68. В. 4. С. 927-931.
- [8] U l r i c h R., T o r g e R. // Appl. Opt. 1973. V. 12. N 12. P. 2901-2908.
- [9] С о т и н В.Е., Ш е в ц о в В.М. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 8. С. 475-479.
- [10] O h k e S., U m e d a T., C h o Y. // Opt. Comm. 1985. V. 56. N 4. P. 235-239.
- [11] C h e n Y.J., J a g a n n a t h C., C a r - t e r G.M. et al. // Superlattices and Microstruc- tures. 1987. V. 3. N 3. P. 287-290.
- [12] M y l e s D.A., M a s B e a n M., M i k a - m i O. et al. // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 13. P. 2625-2630.
- [13] А д а м с М. Введение в теорию оптических волноводов. М., 1984. 512 с.
- [14] A b e l e s B., T i e d j e T. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 21. P. 2003-2006.
- [15] D i n g l e R. Confined Carrier Quantum States in Ultrathin Semiconductor Heterostructures. In: Festkörper-Probleme XV (Advances in Solid State Physics). Pergamon - Braunschweig, 1975. P. 21-48.

- [16] K a h e n K.B., L e b u r t o n J.P.,  
H e s s K. // Superlattices and Microstructures.  
1985. V. 1. N 4. P. 289-294.
- [17] K a h e n K.B., L e b u r t o n J.P. // Appl.  
Phys. Lett. 1985. V. 47. N 5. P. 508-510.
- [18] S u z u k i Y., O k a m o t o H. // J. Electron.  
Mater. 1983. V. 12. N 2. P. 397-411.

Институт физики  
АН Эстонии,  
Тарту

Поступило в Редакцию  
10 мая 1991 г.