

ИЗМЕРЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК НА ИЗОЛИРУЮЩИХ ПОДЛОЖКАХ

Ю. Е. Гордиенко, В. Л. Костенко

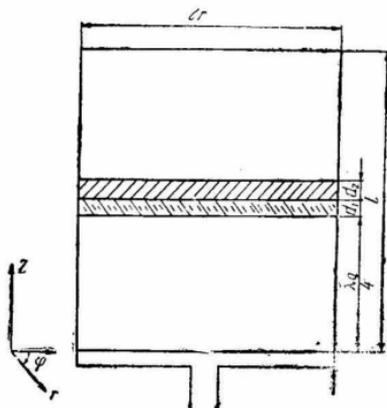
Харьков

При исследовании физико-электрических свойств тонких полупроводниковых пленок часто возникает необходимость в измерении их диэлектрических параметров на СВЧ [1, 2]. Наиболее приемлемым при этом является метод малых возмущений с использованием цилиндрического резонатора на волне H_{01n} [3].

Однако изготовление «свободных» пленок, пригодных для таких измерений, не всегда представляется возможным. В настоящей работе выводятся расчетные соотношения для измерения этим методом диэлектрических параметров тонких пленок на изолирующих подложках.

При выводе считается, что для измеряемых пленок достаточно хорошо выполняется предположение о малости вносимого в резонатор возмущения.

Согласно методу малых возмущений, для измерения ϵ и $\text{tg } \delta$ образца, помимо вызванного им сдвига резонансной частоты резонатора и изменения добротности, необходимо определить коэффициент заполнения резонатора образцом [2]



$$\eta = \frac{\int_{V_{\text{обр}}} E_{\text{обр}}^2 dV}{\int_{V_{\text{рез}}} E_{\text{рез}} dV}. \quad (1)$$

Неучет влияния подложки на распределение поля волны H_{01n} в образце при определении этого параметра может привести к существенным

систематическим погрешностям. Для нахождения этого распределения запишем поле волн H_{011} (рисунок) в резонаторе следующим образом: в части резонатора от поршня до нижней грани подложки ($0 \leq \tilde{z} \leq \frac{\lambda_g}{4}$)

$$H_{r_0} = -j \frac{\beta_g}{\omega \mu_g} A_0 I_1(kr) \cos \beta_g z; \quad (2)$$

$$E_{\varphi_0} = A_0 I_1(kr) \sin \beta_g z;$$

в подложке

$$\left(\frac{\lambda_g}{4} \leq z \leq \frac{\lambda_g}{4} + d_1 \right);$$

$$H_{r_1} = -j \frac{\beta_1}{\omega \mu_g} I_1(kr) [A_1 \cos \beta_1 z - B_1 \sin \beta_1 z]; \quad (3)$$

$$E_{\varphi_1} = I_1(kr) [A_1 \sin \beta_1 z + B_1 \cos \beta_1 z];$$

в измеряемом образце

$$\left(\frac{\lambda_g}{4} + d_1 \leq z \leq \frac{\lambda_g}{4} + d_1 + d_2 \right);$$

$$H_{r_2} = -j \frac{\beta_2}{\omega \mu_g} I_1(kr) [A_2 \cos \beta_2 z - B_2 \sin \beta_2 z];$$

$$E_{\varphi_2} = I_1(kr) [A_2 \sin \beta_2 z + B_2 \cos \beta_2 z]; \quad (4)$$

в остальной части резонатора

$$\left(\frac{\lambda_g}{4} + d_1 + d_2 \leq z \leq \frac{\lambda_g}{4}\right);$$

$$H_{r_s} = -j \frac{\beta_g}{\omega \mu_g} I_1(kr) A_3 \cos \beta_g z;$$

$$E_{\varphi_s} = I_1(kr) A_3 \sin \beta_g z. \quad (5)$$

Здесь и далее приняты следующие обозначения:

β_g — фазовая постоянная в воздушной части резонатора

$$\beta_g = \frac{2\pi}{\lambda_g};$$

λ_g — длина волны в воздушной части резонатора;

β_1, β_2 — фазовые постоянные в подложке и образце соответственно;

A_1, B_1, A_2, B_2, A_3 — неизвестные постоянные.

Используя граничные условия и предполагая, что радиусы образца и подложки равны внутреннему радиусу резонатора, получаем выражения:

$$A_0 \sin \beta_g z_1 = A_1 \sin \beta_1 z_1 + B_1 \cos \beta_1 z_1;$$

$$\beta_g A_0 \cos \beta_g z_1 = (A_1 \cos \beta_1 z_1 - B_1 \sin \beta_1 z_1) \beta_1 \quad (6)$$

$$\left(\text{при } z_1 = \frac{\lambda_g}{4}\right);$$

$$A_1 \sin \beta_1 z_2 + B_1 \cos \beta_1 z_2 = A_2 \sin \beta_2 z_2 + B_2 \cos \beta_2 z_2; \quad (7)$$

$$\frac{\beta_1}{\beta_2} (A_1 \cos \beta_1 z_2 - B_1 \sin \beta_1 z_2) = A_2 \cos \beta_2 z_2 - B_2 \sin \beta_2 z_2$$

$$\left(\text{при } z_2 = \frac{\lambda_g}{4} + d_1\right);$$

$$A_2 \sin \beta_2 z_3 + B_2 \cos \beta_2 z_3 = A_3 \sin \beta_g z_3; \quad (8)$$

$$A_2 \cos \beta_2 z_3 - B_2 \sin \beta_2 z_3 = A_3 \cos \beta_g z_3$$

$$\left(\text{при } z_3 = \frac{\lambda_g}{4} + d_1 + d_2\right);$$

где связь между коэффициентами следующая:

$$A_1 = A_0 \sin \beta_1 z_1;$$

$$A_2 = A_0 \left(\cos \beta_1 d_1 \sin \beta_2 z_2 - \frac{\beta_1}{\beta_2} \sin \beta_1 d_1 \cos \beta_2 z_2 \right);$$

$$A_3 = \frac{1}{\sin \beta_g z_3} A_0 \left(\cos \beta_1 d_1 \cos \beta_2 d_2 - \frac{\beta_1}{\beta_2} \sin \beta_1 d_1 \sin \beta_2 d_2 \right);$$

$$B_1 = A_0 \cos \beta_1 z_1;$$

$$B_2 = A_0 \left(\cos \beta_1 d_1 \cos \beta_2 z_2 + \frac{\beta_1}{\beta_2} \sin \beta_1 d_1 \sin \beta_2 z_2 \right).$$

Сдвиг собственной частоты резонатора, вызванный внесением образца на изолирующей подложке, определится следующим выражением:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{(\epsilon_2 - 1) \int_{V_2} E_{\varphi_2}^2 dV + (\epsilon_1 - 1) \int_{V_1} E_{\varphi_1}^2 dV}{\int_{V_{\text{рез}}} E_{\varphi_0}^2 dV}, \quad (9)$$

где $\int_{V_2} E_{\varphi_2}^2 dV$ характеризует энергию, запасаемую в образце; $\int_{V_1} E_{\varphi_1}^2 dV$ — энергию, запасаемую в подложке; $\int_{V_{\text{рез}}} E_{\varphi_0}^2 dV$ — энергию, запасаемую в пустом резонаторе.

Отсюда выражение для определения диэлектрической проницаемости образца с учетом найденного распределения поля можно записать в виде

$$\begin{aligned} \epsilon_2 - 1 = 2 \left[\frac{\Delta f}{f_0} - \frac{1}{2} (\epsilon_1 - 1) \frac{\frac{d_1}{2} + \frac{\sin(2\beta_1 d_1)}{4\beta_1}}{\frac{\lambda g}{4}} \right] \times \\ \times \frac{\frac{\lambda}{4} g}{\cos^2(\beta_1 d_1) \left[\frac{d_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_2 d_2)}{4\beta_2} \right] - \frac{d_2}{2} \frac{\beta_1}{\beta_2} \sin 2(\beta_1 d_1) +} \\ \frac{\frac{\lambda}{4} g}{+ \left(\frac{\beta_1}{\beta_2} \right)^2 \sin^2(\beta_1 d_1) \left[\frac{d_2}{2} - \frac{\sin(2\beta_2 d_2)}{4\beta_2} \right]}. \quad (10) \end{aligned}$$

Для большинства исследуемых образцов на изолирующих подложках выполнимы следующие допущения:

$$\beta_1 d_1 \ll 1; \quad \beta_2 d_2 \ll 1; \quad \frac{\beta_1}{\beta_2} \cong 1. \quad (11)$$

Пренебрегая величинами второго порядка малости, упростим выражение (10)

$$\epsilon_2 - 1 = \left[\frac{\Delta f}{f_0} \cdot \frac{l}{d_2} - (\epsilon - 1) \frac{d_1}{d_2} \right] (1 - \beta_1 d_1)^{-1}. \quad (12)$$

При хорошей выполнимости (11) соотношение (12) может служить расчетной формулой для измерения ϵ тонких пленок на изолирующих подложках. Легко заметить, что множитель $(1 - \beta_1 d_1)^{-1}$ учитывает действие подложки и пренебрежение им приводит к систематической погрешности результата измерений, зависящей от толщины и диэлектрических свойств подложки.

В частности, при $d_1 \cong 2 \cdot 10^{-3} \lambda_g$ эта погрешность может превышать +10%.

При толщине подложки $d_1 \geq 2 \cdot 10^{-2} \lambda_g$ не выполняется соотношение (9) (подложка вносит существенные возмущения) и систе-

матическая погрешность будет возрастать. Для применимости метода малых возмущений необходимо отсчитывать изменение параметров резонатора, вызванное измеряемой пленкой, относительно параметров резонатора с подложкой. При этом сдвиг частоты определится выражением

$$\frac{\Delta f^1}{f_0} = \frac{1}{2} \frac{(\epsilon_2 - 1) \int_{V_2} E_{\rho_2}^2 dV}{\int_{V'} E_{\varphi'}^2 dV + \epsilon_1 \int_{V_1} E_{\varphi_1}^2 dV}. \quad (13)$$

Подставляя распределение поля волны H_{011} в это выражение, получим следующее соотношение для определения ϵ_2 :

$$\begin{aligned} \epsilon_2 - 1 &= 2 \cdot \frac{\Delta f}{f_0} \frac{\int_{V'} E_{\varphi'}^2 dV + \epsilon_{\pi} \int_{V_1} E_{\varphi_1}^2 dV}{\int_{V_2} E_{\varphi_2}^2 dV} = \\ &= 2 \frac{\Delta f}{f_0} \frac{\left[\frac{\lambda_g}{8} + \left(\frac{\cos \beta_1 d_1}{\cos \beta_g d_1} \right)^2 \left(\frac{\lambda_g}{8} + \frac{d_1}{2} - \frac{\sin(2\beta_g d_1)}{4\beta_g} \right) \right] +}{\cos^2(\beta_1 d_1) \left[\frac{d_2}{2} + \frac{\sin(2\beta_2 d_2)}{4\beta_2} \right] - \frac{d_2}{2} \frac{\beta_2}{\beta_3} \sin(2\beta_1 d_1) +} \\ &\quad + \epsilon_{\pi} \left[\frac{d_1}{2} + \frac{\sin(2\beta_1 d_1)}{4\beta_1} \right]}{\left(\frac{\beta_2}{\beta_3} \right)^2 \sin(\beta_2 d_1) \left[\frac{d_2}{2} - \frac{\sin(2\beta_2 d_2)}{4\beta_2} \right]}. \quad (14) \end{aligned}$$

Если допущение $\frac{\beta_1}{\beta_2} \approx 1$ выполняется, то, пренебрегая членами выше второго порядка в разложении тригонометрических функций, можно упростить это выражение к виду

$$\epsilon_2 - 1 = \frac{\Delta f'}{f_0} \left(\frac{l}{d_2} + \frac{\epsilon_1 d_1}{d_2} \right) (1 - \beta_1^2 d_1^2 - \beta_1 d_1)^{-1}. \quad (15)$$

В ряде случаев подложка и исследуемая пленка имеют существенно различные диэлектрические проницаемости. При этом выражения (11) и (14) трудно разрешимы относительно ϵ_2 . Если $d_1 \leq 2 \cdot 10^{-3} \lambda_g$, то ошибок, связанных с неучетом различия β_1 и β_2 , можно избежать, выполнив измерение сдвига Δf и $\Delta f'$ на одном и том же образце. Тогда из выражений (11) и (14)

$$\epsilon_2 + 2 = \sqrt{\frac{\Delta f'}{f_0} \left(\frac{l}{d_2} + \frac{\epsilon_1 d_1}{d_2} \right) \left[\frac{\Delta f}{f_0} \cdot \frac{l}{d_2} - (\epsilon_1 - 1) \frac{d_1}{d_2} \right]}. \quad (16)$$

Иногда возникает необходимость в измерении электрофизических свойств тонких полупроводниковых пленок с большим $\text{tg} \delta$ на изолирующих подложках. В этом случае образец необхо-

димо поместить в минимум электрического поля. Выражение для вычисления ϵ образца при условии, что $\beta_2 \approx \beta_1$, будет иметь вид

$$\epsilon_2 - 1 = 2 \left[\frac{\Delta f}{f_0} - \frac{1}{2} (\epsilon_1 - 1) \frac{\beta_g^2 [(d_1 + d_2)^2 d_1 + \frac{d_1}{8\beta_1} (d_1 + d_2)]}{\frac{\lambda_g}{4}} \right] \times \frac{\lambda_g}{4} \cdot \beta_g^2 [(d_1 + d_2)^2 d_2 + \frac{d_2}{8\beta_2} (d_1 + d_2)] \quad (17)$$

Справедливость полученных формул для измерения ϵ селеновых пленок толщиной 60—70 мкм на изолирующих подложках подтверждены экспериментальными исследованиями, результаты которых сведены в таблицу.

В заключение отметим, что выведенные здесь соотношения могут быть использованы и при измерении $\text{tg } \delta$ тонких пленок на изолирующих подложках.

Материал и толщина подложки, мкм	Диэлектрическая проницаемость аморфного селена, измеренная по формуле [4]	Диэлектрическая проницаемость аморфного селена, измеренная по формуле [12]	Диэлектрическая проницаемость аморфного селена, измеренная по формуле [16]	Примечание
Свежий скол слюды, 40 мкм . . .	6,3	6,24		Согласно работе [5], диэлектрическая проницаемость селена равна 6,3
Свежий скол слюды, 100 мкм . .	6,7		6,3	
Ситалл, 200 мкм	7,0		6,3	
Фторопласт, 200 мкм . .	6,9		6,3	
Кварцевое стекло, 70 мкм	6,5	6,3		

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Е. Гордиенко. Применение СВЧ техники для исследования высокоомных слоев аморфного селена. Сб. «Радиотехника», вып. 9. Изд-во ХГУ, Харьков, 1969.
2. Ю. Е. Гордиенко, Ю. А. Дудкин, Н. А. Коваленко, А. Л. Горелик. Об одной возможности автоматической записи кинетики роста сферолитов в аморфных слоях Se. Сб. «Приборы и системы автоматки», вып. 6. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.
3. А. А. Брандт. Исследование диэлектриков на СВЧ. Физматгиз, 1963.
4. В. Г. Ерофеичев, Л. Н. Курбатов. Физика твердого тела, I, 133, 1959; 3, 11, 3429, 1961; 3, 2, 595, 1961.
5. Н. Rabenhorst, I. Raab. Annalen der Physik, 4, 352, 1959.