

ИСПАРЕНИЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ МЕХАНИЗМЕ РАЗОГРЕВА МАТЕРИАЛА В ИСПАРИТЕЛЕ

Владимир ПРИЛЕПОВ, Севастьян НЯМЦУ, Олег КОРШАК, Дорин СПОЯЛЭ

НИЛ фототермопластической записи

Se descrie procesul formării vaporilor la evaporarea prin bule a materialelor semiconductoare. Micșorarea energiei libere a suprafeței evaporatorului stabilizează centrele de formare a bulelor, ceea ce duce la stabilizarea vitezei de evaporare a semiconductoarelor vitrefice de pe toată suprafața evaporatorului.

The process of vaporization upon bubble boiling of HGS in the evaporator is described. It is shown that reduction of evaporator surface free energy stabilize the centers of bubbles generation and thereby provide the stable speed of HGS evaporation from the whole active surface of evaporator.

Тонкие пленки халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) находят широкое применение как в практических целях, так и при научных исследованиях [1]. Низкие температуры испарения, хорошая смачиваемость ХСП практически любых поверхностей испарителей, высокая временная стабильность аморфной фазы тонких пленок обеспечивают простоту получения слоев ХСП. Вместе с тем, получение тонких пленок ХСП в виде длинных лент из испарителей открытого типа требует более тщательного установления режимов испарения и применения метода многократных покрытий, что приводит к снижению дифракционной эффективности носителей за счет межслойных дефектов [2]. При получении тонких пленок As_2Se_3 , пластифицированного малыми добавками Sn, авторы [3] применили дискретный метод, что связано с трудностями процесса испарения данного материала.

Ранее было показано [4], что в области температур, обеспечивающих пузырьковое кипение жидкости ХСП в испарителе открытого типа, характер конденсата приобретает равномерную однородную структуру.

Из физики кипения жидкостей известно [5,6], что для образования пузырьков газа при пузырьковом кипении необходимы ядра, хотя и очень малого, но конечного диаметра. Такими ядрами могут стать микроскопические дефекты и полости на поверхности твердого тела. Для того чтобы полости действовали в качестве устойчивых центров образования пузырьков, необходимо, чтобы удовлетворялись следующие условия: проникновение пара внутрь полости; динамическая устойчивость движения поверхности раздела газ-жидкость внутри полости; статистическое равновесие роста пузырьков, достигших выходного отверстия полости. На рис.1 представлена схема равновесия для границы трех фаз: твердое тело (3), жидкость (2), газ (1), небольшой капли, расположенной на поверхности твердого тела. Можно записать:

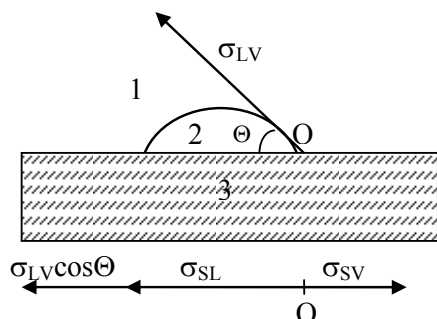


Рис.1. Равновесие на границе трех фаз: газ – 1, жидкость – 2, твердое тело – 3.

где σ_{SV} – поверхностное натяжение между твердым телом и газом, σ_{SL} – поверхностное натяжение между твердым телом и жидкостью, σ_{LV} – поверхностное натяжение между газом и жидкостью, Θ – краевой угол смачиваемости. Хотя и нельзя независимо изменять поверхностное натяжение жидкости σ_{LV} , все же при увеличении σ_{LV} краевой угол возрастает и поверхность все хуже смачивается жидкостью, при этом возрастает время освобождения поверхности от пузырьков. Для учета устойчивости полости на поверхности нагрева, являющейся центром зарождения пузырьков, рассмотрим характеристику объема пара, захваченного конусовидной полостью (рис.2).

$$\sigma_{SV} - \sigma_{SL} = \sigma_{LV} \cos \Theta \quad \text{или} \quad \cos \Theta = \frac{\sigma_{SV} - \sigma_{SL}}{\sigma_{LV}}, \quad (1)$$

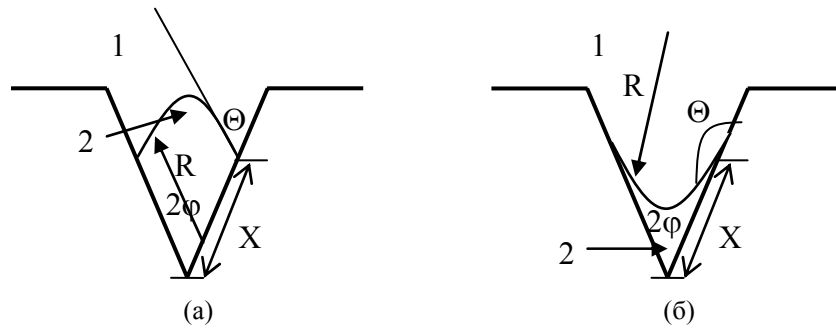


Рис.2. Статистическая устойчивость полости. 1 – жидкость, 2 – пар; (а) – хорошее смачивание,

$$\Theta < \frac{\pi}{2} + \varphi; \text{ (б) – плохое смачивание, } \Theta > \frac{\pi}{2} + \varphi.$$

Угол в вершине полости – 2φ , краевой угол – Θ . В этом случае радиус кривизны R поверхности раздела газ – жидкость принимает вид

$$R = \frac{\sin \varphi}{\sin\left(\Theta - \varphi \pm \frac{\pi}{2}\right)} \cdot X; \quad (+): \Theta < \frac{\pi}{2} + \varphi \quad (a),$$

$$(-): \Theta > \frac{\pi}{2} + \varphi \quad (b),$$

где X – длина образующей коническую поверхность. В обоих случаях коэффициент при X в правой части положителен.

Давление пара внутри полости P_v может быть представлено через радиус кривизны и давления жидкости на полость P_∞ :

$$P_v = P_\infty \pm \frac{2\sigma_{LV}}{R}; \quad (+): \Theta < \frac{\pi}{2} + \varphi \quad (a),$$

$$(-): \Theta > \frac{\pi}{2} + \varphi \quad (b),$$

В случае рис.2а, или при малой длине X , давление пара увеличивается и соответствующая ему температура насыщения повышается. Если эта температура станет выше локальной температуры части основного объема пара, то в объеме пара освободится скрытая теплота и произойдет конденсация. В результате уменьшится объем пара, и этот процесс будет повторяться, пока не наступит термодинамическое равновесие между газом и жидкостью. В случае рис.2б, давление внутри объема пара будет падать и соответствующая этому давлению температура насыщения будет уменьшаться, в результате чего будет достигнуто равновесие, соответствующее давлению P_v . Если поверхностное натяжение жидкости σ_{LV} велико, или мало натяжение на поверхности раздела твердое тело – пар σ_{SV} , или при выполнении обоих условий краевой угол Θ (формула 1) будет увеличиваться, то объем пара, захваченного полостью, стабилизируется. Таким образом, происходит стабилизация центров образования пузырьков. Наиболее простым способом стабилизации полости на поверхности испарителя является использование поверхности нагрева с малой свободной энергией или снижение свободной энергии поверхности на внутренних стенках полостей.

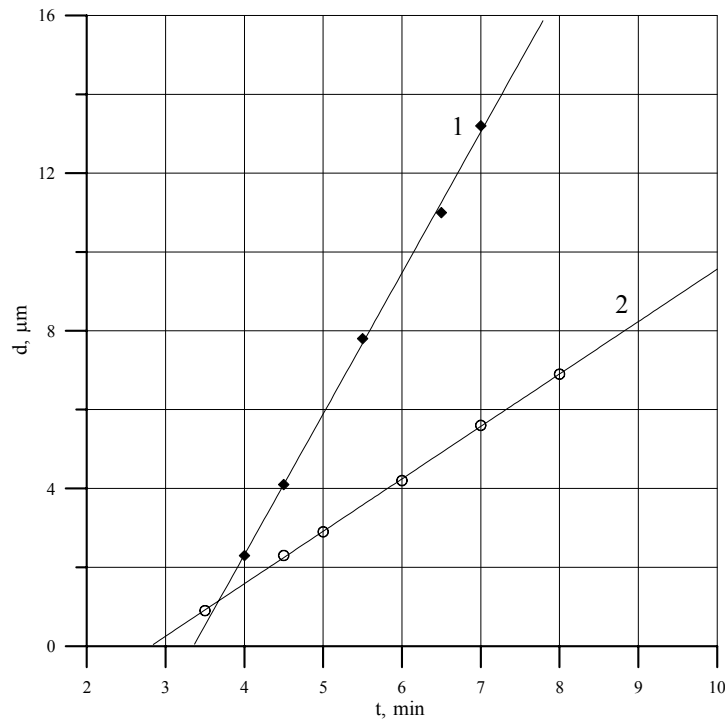


Рис.3. Зависимость толщины слоев As_2S_3 (1) и As_2Se_3 (2) от времени испарения на неподвижную подложку.

Экспериментально было показано, рис.3, что снижение поверхностной энергии испарителя открытого типа из нержавеющей стали за счет его активации приводит к постоянству скорости конденсации (испарения) материалов ХСП. Именно такие испарители были использованы для получения варизонных переходов заданного состава как на неподвижных подложках, так и в виде рулонного материала [7,8].

Литература:

1. Панасюк Л.М. Тезисы докладов на Международном Конгрессе по высокочувствительной фотографии и фотонике. - Москва, 1980, с.318.
2. Ишимов В.М., Сенокосов Э.А., Дементьев И.В., Гоглидзе Т.И. Технологические условия оптимизации оптоэлектронных параметров пленок стеклообразных полупроводников, получаемых на рулонной основе // Письма в ЖТФ. - 2002. - Т.28. - Вып.16. - С.79-84.
3. Иову М.С., Коломейко Е.П., Шутов С.Д. Влияние примеси олова на кинетику фотопроводимости тонких аморфных слоев селенида мышьяка // ФТП. - 1997. - Т.31. - С.836-840.
4. Панасюк Л.М., Прилепов В.Д. Особенности кинетики испарения стеклообразных халькогенидов мышьяка // Analele Științifice ale USM. Seria „Științe fizico-matematice”, 2001, с.159-161.
5. Несис Е.И. Кипение жидкости. - Москва: Наука, 1973.
6. Петухов Б.С., Гешин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. - Москва: Атомиздат, 1974.
7. Прилепов В.Д. Тонкие пленки халькогенидных стеклообразных полупроводников переменного состава // Studia Universitatis. Seria „Științe ale naturii”. - Chișinău. - 2007. - Nr.1. - P.307-309.
8. Коршак О.Я., Нямыц С.Н., Наседкина Н.В. Elaborarea tehnologiilor de depunere în vid a structurii varizonice (As_2Se_3 - As_2S_3 +Sn) // Studia Universitatis. Seria “Științe ale naturii”. - Chișinău. - 2007. - Nr.1. - P.304-306.

Prezentat la 28.09.2007