

УДК 621.383.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СВЕРХТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ СИЛИЦИДА МЕТАЛЛОВ

© 2023 г. Э. А. Керимов*

Азербайджанский государственный технический университет, пр. Г. Джавида 35, Баку, AZ 1073 Азербайджан

*E-mail: E_Kerimov.fizik@mail.ru

Поступила в редакцию 14.12.2022 г.

После доработки 21.12.2022 г.

Принята к публикации 22.12.2022 г.

При исследовании оптических свойств тонких пленок для получения достоверных сведений о величине их оптических постоянных необходимо точно измерят толщины металла. Измерение толщины $600 < d < 1500 \text{ \AA}^0$ проводились методом многолучевой интерферометрии и резонансно-частотным методом.

Ключевые слова: резонансно-частотный метод, оптические постоянные, метод многолучевой интерферометрии, кварцевой элемент

DOI: 10.31857/S0544126923700229, **EDN:** PYLCTO

1. ВВЕДЕНИЕ

При контакте металла и полупроводника в зависимости от соотношения между величинами работы выхода электрона в металле Φ_m и в полупроводнике $X + V_n$ электроны в результате внутренней эмиссии могут переходить из металла в полупроводник или наоборот. На рис. 1 приведена зонная диаграмма контакта силицид металла – кремний p -типа для случая $\Phi_m < X + V_n$.

В этом случае часть электронов из металла (роль металла выполняет силицид иридия) переходит в кремневый полупроводник (Si) до тех пор, пока не наступит термодинамическое равновесие и уровни Ферми в металле и полупроводнике не выровняются. Вблизи границы раздела в полупроводнике образуется область обедненная носителями заряда, возникает область объемного заряда некомпенсированных отрицательных ионов акцепторов, электрическое поле которых препятствует дальнейшей эмиссии электронов из металла в полупроводник, энергетические зоны полупроводника искривляются вниз [1, 2]. Если толщина промежуточного слоя сравнима между атомными расстояниями, то величина искривления – высота потенциального барьера равна контактной разности потенциалов:

$$\Psi_{mS} = \Phi_S - \Phi_m + (E_f - E_v) = X + E_g - \Phi_m,$$

где, второй член представляет собой разность между работой выхода металла и электронным сродством полупроводника.

Под воздействием ИК-излучения в такой структуре могут иметь место электронные переходы двух типов. Если энергии падающего фотона $h\nu \geq E_g$, то при его поглощении в полупроводнике происходит генерация электронно-дырочных пар. В этом случае, как и в обычном фотодиоде на p - n -переходе, происходит разделение носителей разного знака полем перехода и возникает фото э.д.с. очевидно, что длинноволновая граница та-

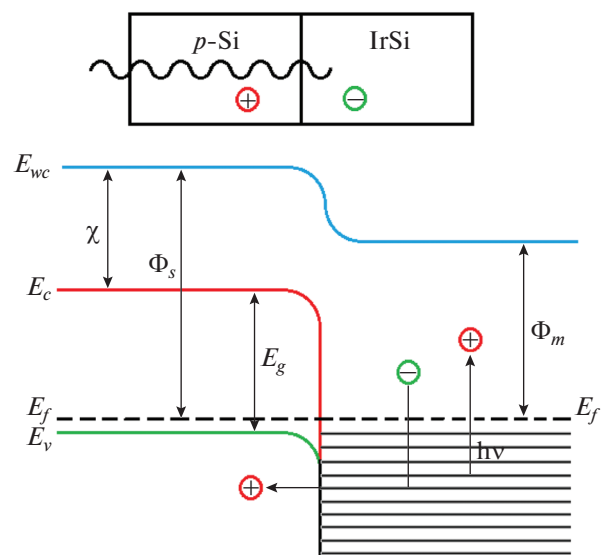


Рис. 1. Энергетическая диаграмма демонстрирующая работу Шоттки фотодиодов на основе IrSi– p -Si.

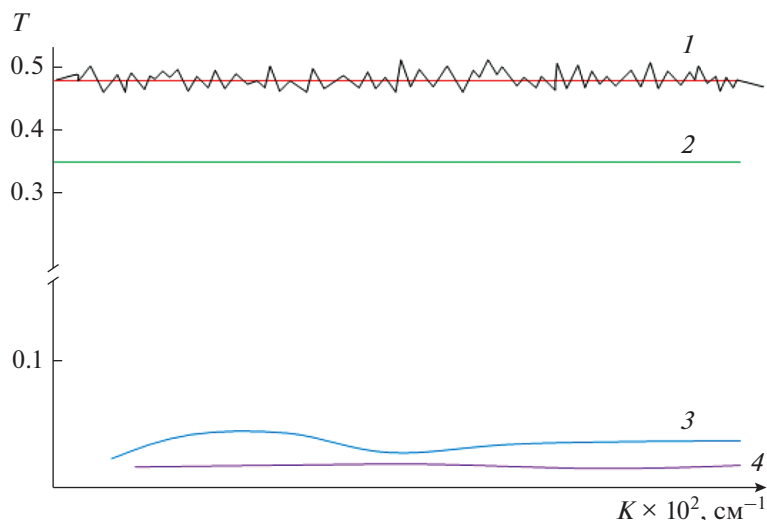


Рис. 2. Спектр пропускания пленки IrSi различной толщины: 1 – 160 Å, 2 – 210 Å, 3 – 620 Å, 4 – 1000 Å. $T = 300$ К.

кого процесса не может быть меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, и с этой точки ФДБШ не отличается от p - n -фотодиодов или собственных фоторезисторов. Если $h\nu < E_g$ то поглощение ИК-излучения в пленке металла возбуждает валентные электроны в состоянии выше уровня Ферми, приводят к появлению дырок, некоторые из которых имеют энергию больше высоты барьера Ψ_{ms} . Затем либо дырка эмитируется из металла в полупроводник, либо электрон переходит из полупроводника в металл, заполняя пустое состояние [4].

Для преодоления барьера при переходе из металла в полупроводник энергия возбужденной дырки должна быть больше высоты барьера. Длинноволновую границу такого процесса можно менять, подбирая соответствующий металл. Поэтому, с точки зрения создания фотоприемников ИК-излучения на кремний наибольший интерес представляет фотоэмиссии из металла в полупроводник.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Перед измерением методом фотолитографии получали резкую боковую границу пленки на подложке. Измеряя с помощью микроинтерферометра МИИ-4 смещение какой-либо определенной полосы, рассчитывали толщину пленки по формуле

$$d = \frac{\lambda l}{2L},$$

где λ – длина волны монохроматического света, $L = \lambda/2$ – шаг между соседними интерференционными полосами, l – смещение интерференционной полосы. Точность этого метода измерения толщины пленки составляет 15–30 нм. При измерении толщины пленки металла резонансно-ча-

стотным методом в качестве датчика использовались выключенный в контур генератора частоты кварцевый элемент. Принцип действия кварцевого датчика основан на зависимости частоты генерируемых сигналов от изменения массы кварцевого элемента при нанесении на его поверхность пленки. С увеличением массы кварцевого элемента его резонансная частота падает. Для линейного участка зависимости частоты от массы нанесенной пленки справедливо следующее соотношение:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta m}{m_0},$$

где m_0 и f_0 – масса и резонансная частота кварцевого элемента до нанесения пленки, Δm и Δf – изменение массы кварцевого элемента и резонансной частоты после нанесения пленки. С учетом геометрических размеров кварцевого элемента и массы нанесенной пленки можно измерять толщину используя следующую формулу:

$$d = \frac{m_0 \Delta f}{\rho S f_0},$$

где S – площадь кварцевого кристалла, покрытая пленкой наносимого вещества, ρ – плотность наносимой пленки.

Спектры пропускания (рис. 2) образцов IrSi, снимались спектрофотометре ИКС-14А в диапазоне длин волн 1–5 мкм.

Влияние подложки исключалось ее поглощением по двулучевой схеме (в первом канале пленка на подложке, во втором – одна подложка). В этой же области спектра измерялась зависимость коэффициента отражения от длины волны (рис. 3) с помощью отражательной приставки, разработанной к данному типу спектрофотометров.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Точность измерения толщины тонких металлических пленок в интервале от 100 Å⁰ до 5 мкм составляет ±10%. Для определения толщины пленки металла в области <500 Å⁰ использовалась расчетная кривая зависимости величины поглощения света от толщины пленки металла. В табл. 1 даны численные значения поглощения от толщины IrSi при различных длинах волн.

Коэффициент отражения для падающего света

$$R_n = \left| \frac{(n_i - n_m)}{(n_i + n_m)} - \frac{4n_i n_m (n_f - n_m) t^2}{(n_i + n_m)^2 (n_f + n_m) 1 - \phi} \right|^2, \quad (1)$$

где $t = \exp\left(\frac{in_m \omega d}{c}\right)$, $\phi = t^2 \frac{(n_i - n_m)(n_f - n_m)}{(n_i + n_m)(n_f + n_m)}$, n_i и n_m – показатели преломления соответственно для Si и Pt. Пропускания для тонких пленок:

$$T = 16n_i \frac{|t^2|}{k^2} [1 + 0(t^2)]. \quad (2)$$

$$A_d = A_d + 8|t^2|n_i \left(\frac{n}{k^2}\right) \left[1 + \frac{2k\omega d}{c} + 0(t^4)\right], \quad (4)$$

$$|t| = \exp\left(-\frac{\omega k d}{c}\right). \quad (5)$$

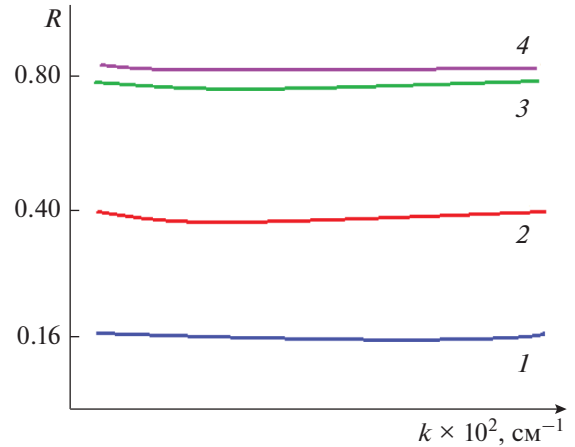


Рис. 3. Спектр отражения пленки IrSi различной толщины: 1 – 160Å⁰, 2 – 210 Å⁰, 3 – 620 Å⁰, 4 – 1000 Å⁰. T = 300 К.

Поглощения для толстых пленок

$$A_d = 1 - R_d = 1 - \left| \frac{(n_i - n_m)}{(n_i + n_m)} \right|^2. \quad (3)$$

Поглощение тонких пленок можно представить в виде степенного ряда по t²:

Таблица 1. Численные значения зависимости поглощения от толщины IrSi

Толщина, Å ⁰	Поглощение			
	λ = 3 мкм	λ = 3.5 мкм	λ = 4 мкм	λ = 5 мкм
80	37.5	38.4	39.04	39.72
120	34.52	35.94	36.96	38.26
160	31.01	33.04	34.52	36.49
200	27.45	29.99	31.90	34.52
240	24.04	26.96	29.22	32.43
280	20.85	24.04	26.58	30.29
300	19.37	22.64	25.29	29.22
320	17.97	21.29	24.04	28.16
360	16.64	20.00	22.81	27.10
380	15.39	18.76	21.62	26.04
400	14.22	17.58	20.48	25.04
420	13.12	16.46	19.37	24.04
440	12.10	15.39	18.31	23.05
460	11.15	14.38	17.29	22.09
480	10.27	13.43	16.32	21.16
500	9.46	12.53	15.39	20.25

Таблица 2. Численные значения зависимости поглощения от толщины IrSi при различных длинах волн

Толщина, A^0	Поглощение			
	$\lambda = 3$ мкм	$\lambda = 3.5$ мкм	$\lambda = 4$ мкм	$\lambda = 5$ мкм
80	35.73	36.31	37.15	37.84
100	35.14	35.84	36.91	36.98
120	34.84	35.62	36.48	36.51
140	33.71	34.55	35.34	36.47
160	32.24	34.50	34.33	35.61
180	31.58	34.43	33.73	35.04
200	29.83	33.77	32.98	35.23
220	28.35	32.85	32.85	34.66
240	27.21	31.94	31.97	33.76
260	2658	31.87	30.99	33.67
280	25.46	30.10	30.43	32.41
300	24.93	29.31	29.87	31.44
320	23.23	28.45	28.67	31.55
360	22.64	27.63	27.94	30.50
380	21.57	26.79	26.90	29.28
400	20.51	25.89	25.91	28.36
420	19.47	24.99	24.88	27.75
440	18.43	23.87	23.91	26.83
460	16.56	20.76	21.86	25.39
480	15.66	19.49	20.78	24.49
500	15.79	18.38	19.67	23.21

ИК-поглощение в пленке PtSi растет с уменьшением ее толщины, что согласуется с предсказаниями классической оптики (модель Друде). В модели Друде множители $(n/k)^2$ и $(k\omega/c)$ не зависят от частоты, поэтому и второй член в (5) не зависит от частоты в ИК-области. Как видно из

формулы (5) с уменьшением d поглощение будет увеличиваться.

Степень поглощения излучения в фоточувствительной структуре PtSi-Si зависит от толщины PtSi и от толщины диэлектрика. По формулам Френеля, коэффициент пропускания, через показатели преломления равен

$$T = \frac{4n_s}{(1 + n_s)^2 + (n^2 - 1) \left[1 - (n_s/n)^2 \right] \sin^2 k_0 n d}.$$

Так как $1 < n < n_s$, то второй член в знаменателе всегда отрицателен. Чтобы T было максимальным, второй член должен быть минимальным, т.е. значение $\sin k_0 n d$ должно быть максимальным.

На рис. 4 представлена теоретическая и экспериментальная зависимость поглощения от толщины PtSi.

При расчете для оптических констант использован $n_f = 1$, $n_i = 3.45$ для Si и $n_m = (n + ik) = 3.04 + i14.4$ для Pt.

Максимум поглощения наблюдается при толщине PtSi около $100A^0$, достигая значения 0.34. Отметим что, поглощение ИК-излучения зависит так же от толщины SiO_x и SiO_2 соответственно равна 0.56 и 0.75 мкм.

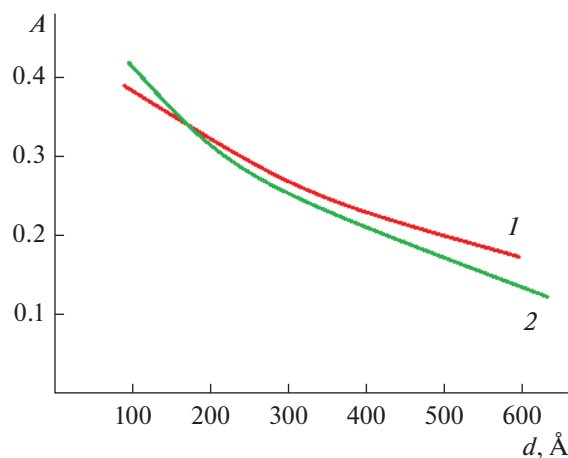


Рис. 4. Поглощение пленки PtSi: 1 – теоретическая; 2 – экспериментальная.

В табл. 2 даны численные значения зависимости поглощения от толщины IrSi при различных длинах волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем нанесения единственной пленки нельзя получить идеального просветляющего покрытия, но можно добиться лишь хорошего приближения к нему. Пленки PtSi с покрытием ведут себя идеально неотражающими, если толщина и показатель преломления удовлетворят условиям:

$$nd = \frac{\lambda}{4}, \quad n = \sqrt{n_s}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Трищенко М.А.* Фотоприемные устройства и ПЗС. М.: Радио и связь, 1992. 400 с.
2. *Elliott C.T.* Future infrared detector technologies // Fourth Int. Conf. on Advanced Infrared Detectors and Systems. 1990. P. 61–66.
3. *Byrne C.F., Knowles P.* Infrared formed in mercury cadmium telluride grown by MOCVD // Semicond. Sci. Technol. 1988. № 3. P. 377–381.
4. *Иевлев В.М., Солдатенко С.А., Куцев С.Б. и др.* Эффект фотонной активации синтеза пленок силицидов в гетеросистеме (111) Si–Ni–Pt // Конденсированные среды и межфазные границы. 2010. Т. 9. № 3. С. 216–227.