

или $e = \hbar^2 q^2 / (2m_s)$, где m_s — эффективная масса поверхностного состояния [2].

б) При $k > \beta$

$$\varepsilon = \frac{1}{8} - \frac{3}{8}k - \frac{1}{2}k^2 + \left(\frac{1}{4} - k\right) \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{2}k + k^2}.$$

Нетрудно убедиться в том, что последнее уравнение при $\beta < k < 1$ имеет решение вида (17) работы [1], а именно описывает линейный спектр. Однако даже в этой области спектра эффективная масса дырок оказывается большой (порядка массы тяжелых дырок). Таким образом, с помощью найденного в данной модели спектра двумерных состояний нельзя объяснить высокую подвижность дырок в двумерных системах HgTe—HgCdTe.

На рисунке приведен энергетический спектр двумерных электронов, рассчитанный по формулам (1), (2) для значения параметра $\beta = 0.06$ [2].

В заключение сделаем еще одно замечание. Может показаться, что при $m_c \rightarrow 0$ начальный участок кривой на рисунке становится все круче, пока вся кривая не примет вид, изображенный на рис. 1 работы [1]. Однако следует учитывать то обстоятельство, что в этом пределе спектр объемных состояний тоже изменяется и становится линейным, соответственно изменяется и спектр двумерных состояний, принимая следующий вид:

$$E = P \cdot q_i \sqrt{2},$$

где P — так называемый параметр Кейна [3].

Список литературы

- [1] Дугаев В. К., Петров П. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 519—521.
- [2] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. В. 2. С. 115—118.
- [3] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.

Институт физики
АН Азербайджанской республики
Баку

Получено 18.04.1991
Принято к печати 28.06.1991

ФТП, том 25, вып. 12, 1991

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР МЕТАЛЛ—ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ПЛЕНКА ПЕРФТОРИРОВАННОГО ПОЛИМЕРА—АРСЕНИД ГАЛЛИЯ

Знаменский Д. А., Тодуа П. А., Шестакова Е. Ф.,
Эльтазаров Б. Т., Юсупов Р. Г.

Метод Льюнгюра—Блуджэт [1] позволяет при комнатной температуре создавать на поверхности полупроводника контролируемые по толщине однородные моно- и мультимолекулярные изолирующие слои органических поверхностно-активных веществ и, следовательно, открывает новые возможности для создания фотогальванических элементов на основе соединений $A^{III}B^V$.

В данной работе исследовались структуры металл—ленгмюровская пленка—полупроводник на основе арсенида галлия n -типа с удельным сопротивлением $\rho \sim 0.1$ Ом·см. В качестве поверхностно-активного вещества был использован сополимер 1,1-дигидроперфторгептилакрилата с акриловой кислотой (ПФА: АК)—фторированный полимер с $\varepsilon \sim 2.5$ и $\rho \sim 10^{10}$ Ом·см. В перфторированных поверхностно-активных веществах атомы водорода в алкильном хвосте замещены атомами фтора. Такие полимеры привлекли внимание авторов благодаря стабильности при температурах до 300 °С и выше, химической стойкости, электрической прочности до 10^6 В/см и выше [2], что делает перспективным их при-

менение в микроэлектронике. Толщина изолирующей лентгмюровской пленки составляла 6, 10, 20, 30 монослоев. Омический контакт к полупроводниковой подложке создавался путем вжигания индия непосредственно перед формированием лентгмюровского слоя. Металлический контакт толщиной 500 Å наносился на пленку изолятора путем испарения серебра в вакууме не хуже 10^{-5} мм рт. ст. со скоростью 5 Å/мин.

Для идентификации свойств полученных МДП структур на тех же подложках были изготовлены контрольные образцы диодов Шоттки путем напыления серебра на свежепротравленную подложку GaAs.

Световые и темновые вольт-амперные характеристики структур Ag—лентгмюровская пленка—GaAs, снятые при комнатной температуре и температуре жидкого

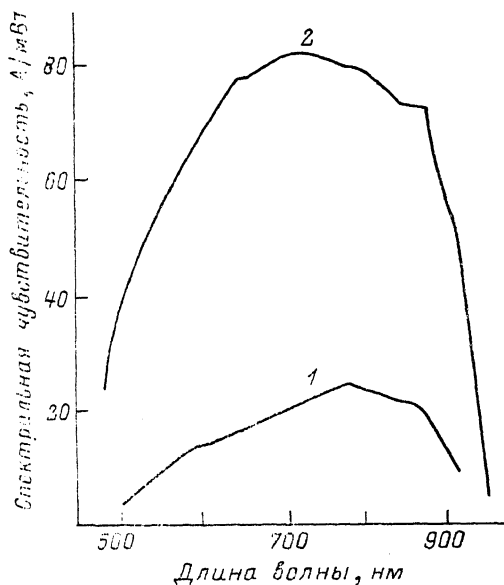


Рис. 1. Спектральная фоточувствительность структур Ag—пленка ЛБ—GaAs, 10 монослоев ПФГА : АК.
Т, К: 1 — 80, 2 — 300.

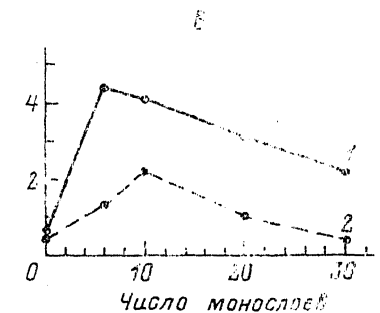
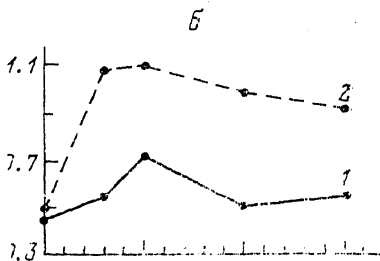
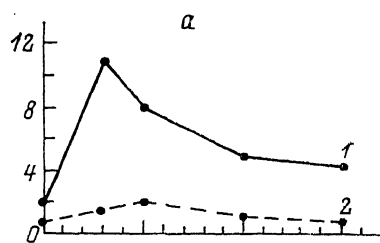


Рис. 2. Зависимость тока короткого замыкания (а), напряжения холостого хода (б), КПД структур Ag—пленка ЛБ—GaAs (в) от числа монослоев ПФГА : АК.
Т, К: 1 — 300, 2 — 80.

азота, показывают, что данные структуры обладают фотогальваническими свойствами.

Спектральная фоточувствительность структур представлена на рис. 1 и имеет вид, типичный для фотодиодов на GaAs [3, 4] с широким максимумом в области 0.7—0.8 мкм и падением фоточувствительности за краем собственного поглощения.

Квантовый выход в области максимума поглощения для всех МДП структур составил 5—7 %, а максимальный в случае 6 монослоев при $T=300$ К — 16 %.

На рис. 2 приведена зависимость напряжения холостого хода от числа монослоев лентгмюровской пленки. При этом толщина монослоя, полученная из анализа темновых вольт-фарадных характеристик (см. методику, приведенную в [4]), равна приблизительно 16 Å. Из рис. 2 видно, что U_{xx} для структур Ag—лентгмюровская пленка ПФГА : АК—GaAs выше, чем U_{xx} для диодов Шоттки при той же температуре, и достигает максимального значения для 6—10 монослоев, что соответствует толщине лентгмюровской пленки 100—160 Å.

Зависимость тока короткого замыкания от толщины изолирующей пленки, также представленная на рис. 2, имеет те же особенности: в области толщины изолятора 100—160 Å наблюдаются резкий скачок величины $I_{кз}$ по сравнению с диодом Шоттки и затем с увеличением толщины изолятора постепенное падение $I_{кз}$.

Максимальное значение КПД (рис. 2, нижняя кривая) 4 % реализовывалось в структурах с 6 и 10 монослоями по сравнению с 0.5 % для диода Шоттки. Это достаточно высокое значение для модельного эксперимента, в котором не предпринимались шаги для оптимизации условий освещенности МДП структур (в частности, толщина верхнего серебряного электрода была достаточно велика). Уменьшение КПД при $T=80$ К обусловлено деградацией $I_{кз}$, температурная зависимость которого была значительно (более чем на 2 порядка) выше, чем у фотогальванических элементов, созданных на $p-n$ -переходе в GaAs [5].

Анализ вольт-амперных характеристик (ВАХ) полученных структур показывает, что они хорошо спрямляются в координатах $\lg I$ и U . Причем температурные зависимости ВАХ свидетельствуют о реализации механизма токопереноса по методу Шоттки для толщин лентгмюровской пленки ПФГА: АК менее 160 Å и плавного перехода к механизму классической МДП структуры для больших толщин. Такой переход характерен для МДП диодов с тонким (туннельно-прозрачным) диэлектриком и наблюдался ранее в МДП структурах как с лентгмюровским диэлектриком [6, 7], так и с обычным окисным [8-10].

Немонотонное возрастание U_{xx} с увеличением толщины диэлектрика в данном случае может объясняться увеличением падения напряжения на диэлектрике и соответственно увеличением коэффициента неидеальности диодов [11]. Поведение $I_{кз}$, как показано ранее в [12], определяется туннельным током неосновных носителей, величина которого в свою очередь зависит от соотношения скорости отвода неосновных носителей (в данном случае дырок) S_{pe} от поверхности и эффективной скорости рекомбинации S^* их в объеме полупроводника, в ОПЗ и на поверхности. S_{pe} в области толщин 100—160 Å из-за высокого значения поля, достигаемого в диэлектрике ($\sim 10^6$ В/см при плотности тока 10^{-2} А/см²), может быть выше соответствующего значения для реальных, т. е. созданных нами по описанной выше технологии, диодов Шоттки без изолирующих лентгмюровских слоев. Механизм токопереноса МП диодов может отличаться от соотношений для идеальных диодов Шоттки и определяется состоянием поверхности полупроводника, зависящим от методики изготовления диода [8, 9], в частности наличием окисных слоев. На неидеальность диодов Шоттки в нашем случае указывают высокие значения коэффициента неидеальности — 2.5—3.0.

Достаточно высокие значения квантового выхода (до 16 %) и КПД (до 4 %), полученные в структурах Ag—лентгмюровская пленка—GaAs, свидетельствуют о целесообразности применения метода Ленгмюра—Блоджетт для создания фотогальванических элементов на основе арсенида галлия. Использование же фторированных полимеров (в данном случае ПФГА: АК) в качестве поверхностно-активных веществ должно значительно повысить стабильность электрофизических свойств подобных структур и обеспечить их стойкость по отношению к химическим и температурным воздействиям.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Gaines G. L., Insoluble Monolayers at Liquid-Gas Interfaces. N. Y., 1966.
- [2] Исигава Н. Соединения фтора. Синтез и применения. М., 1990. 405 с.
- [3] Жигарев А. А., Шамаева Г. Г. Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. М., 1982. 463 с.
- [4] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [5] Gobat A. R., Lamorte M. F., McIver G. W. // IRE Trans. Milit. Electron. 1962. V. 6. N 6. P. 20—27.
- [6] Tredgold R. H., Sones R. // IEE Proc. 1981. V. 128. Pt 1. N 6. P. 202—206.
- [7] Roberts G. G., Petty M. C., Dharmadasa I. M. // IEE Proc. 1981. V. 128. Pt 1. N 6. P. 197—201.
- [8] Ковалевская Г. Г., Рассу Е. В., Слободчиков С. В., Филаретова Г. М. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 587—591.
- [9] Card H. C., Rhoderick E. H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1971. V. 4. P. 1589.

- [10] Card H. C., Jang E. C. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. P. 51.
 [11] Wada O., Majerfeld A., Robson P. N. // Sol. St. Electron. 1982. V. 25. P. 381.
 [12] Вуль А. Я., Саченко А. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1364—1376.

Всесоюзный научно-исследовательский центр
 по изучению свойств поверхности и вакуума
 Москва

Получено 10.04.1991
 Принято к печати 15.07.1991

ФТП, том 25, вып. 12, 1991

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА БУГЕРА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СВЕТОВОГО СИГНАЛА В ВОЛОКНАХ ИЗ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКОЛ

Архипов В. И., Емельянова Е. В.

Изучение оптических свойств волокон из халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) привлекает внимание в связи с перспективностью их использования в качестве функциональных элементов интегральной оптики и световых систем связи. В последние годы установлено, что оптические свойства ХСП могут значительно изменяться под действием как боковой подсветки, так и самого сигнала, распространяющегося в световоде из ХСП [1, 2].

В настоящей работе рассматривается координатная зависимость интенсивности светового сигнала, распространяющегося в световоде из ХСП. Показано, что величина коэффициента поглощения в этом случае зависит от координаты x , имеется область таких значений x , в которой поглощение света происходит по закону, отличающемуся от экспоненциального закона поглощения Бугера.

Рассмотрим прохождение света с частотой ω через световод из ХСП, причем на входе в световод в точке $x=0$ начальная интенсивность света равна I_0 . Будем считать, что материал световода является достаточно чистым и механизм поглощения связан с переходом носителей, находящихся на ловушках, в зону проводимости вследствие их взаимодействия со световыми квантами. В этих условиях коэффициент оптического поглощения γ (в децибеллах) определяется выражением

$$\gamma = 4.34S \int_0^{\hbar\omega} d\varepsilon \rho(\varepsilon, t), \quad (1)$$

где ε — энергия локализованного состояния, $\rho(\varepsilon, t)d\varepsilon$ — плотность носителей, захваченных на ловушки с энергией от ε до $\varepsilon+d\varepsilon$, t — время, $\hbar\omega$ — энергия световых квантов, S — сечение взаимодействия фотона с носителем, захваченным на локализованное состояние.

Энергетический спектр локализованных носителей можно найти из уравнений, описывающих захват носителей из зоны проводящих состояний на ловушки и делокализацию захваченных носителей:

$$\partial \rho(\varepsilon, t) / \partial t = (1/\tau_0) [g(\varepsilon)/N_t] p_c(t) - \nu_0 \exp(-\varepsilon/kT) \rho(\varepsilon, t) - IS\rho(\varepsilon, t), \quad (2a)$$

$$0 \leq \varepsilon \leq \hbar\omega, t > 0,$$

$$\partial \rho(\varepsilon, t) / \partial t = (1/\tau_0) [g(\varepsilon)/N_t] p_c(t) - \nu_0 \exp(-\varepsilon/kT) \rho(\varepsilon, t), \quad (2b)$$

$$\hbar\mu < \varepsilon < \infty, t > 0,$$

где p_c — плотность носителей в проводящем состоянии, $g(\varepsilon)d\varepsilon$ — плотность локализованных состояний с энергией от ε до $\varepsilon+d\varepsilon$, N_t — полная плотность ловушек, τ_0 — время жизни подвижных носителей, ν_0 — термический фактор освобождения, T — температура, k — постоянная Больцмана, I — интенсивность светового сигнала, распространяющегося в световоде.