

МНОГОЧАСТОТНЫЙ „ГИГАНТСКИЙ“ ФОТОПЛЕОХРОИЗМ

Г.А. Медведкин, Ю.В. Рудь,
М.А. Таиров

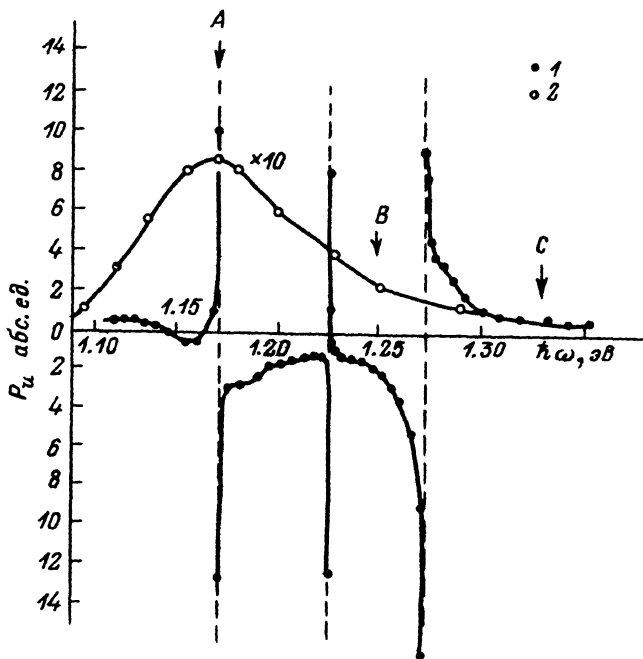
Основными направлениями в развитии поляризационной полупроводниковой фотоэлектроники в последние годы являлись совершенствование кристаллической структуры и разработка эффективного энергетического барьера в поляриметрических структурах на основе алмазоподобных полупроводников [1]. Одним из эффективных путей повышения поляризационных характеристик фотодетектора остается достижение инверсионного режима фототока, что было предсказано и экспериментально установлено на примере двухбарьерных (р-р-р- $ZnGeP_2$) и прямосмещенных однобарьерных (п-р- $CdSnP_2$) структур [2-4]. В таких структурах был обнаружен одночастотный „гигантский“ фотоплеохроизм,¹ т.е. точка инверсии фотоплеохроизма реализовывалась при одной длине волны. Дальнейшее изучение поляризационной инверсии знака фототока в структурах с потенциальным барьером из анизотропных полупроводников $11-1Y-Y_2$ позволило нам показать возможность создания структур (типа МДП), обладающих одновременно несколькими точками инверсии знака фотоответа и роста коэффициента фотоплеохроизма в области фоточувствительности.

В настоящей работе сообщается о первом наблюдении многочастотного „гигантского“ фотоплеохроизма в диодных поляриметрических структурах из кристаллов $11-1Y-Y_2$ с решеткой халькопирита (на примере $CdO/Al_2O_3/CdSnP_2$).

Структуры были получены на основе ориентированных в плоскости $\{112\}$ пластин р-типа проводимости, изготовленных из дендритных монокристаллов $CdSnP_2$. Методом катодного распыления последовательно осаждались слой диэлектрика Al_2O_3 толщиной 15-18 Å и затем просветляющий высокопроводящий слой CdO толщиной 150-160 нм. Полученная ОМДП-структура с фронтальной стороны имела зеленую интерференционную окраску. Контакты к структуре $CdO / Al_2O_3 / CdSnP_2$ создавались путем химического осаждения слоя Cu с последующей пайкой чистым индием. Измерения фотоответа в фотовольтаическом режиме проводились в условиях слабого сигнала ($\Delta p \ll p$) и линейности вольт-ваттных характеристик при постоянном или модулированном ($f \approx 30$ Гц) освещении. Линейно-поляризованное излучение создавалось пленочным ИК-поляридом ($P_T \approx 100\%$) и направлялось вдоль нормали к плоскости $\{112\}$ $CdSnP_2$.

На рисунке представлен типичный спектр коэффициента фотоплеохроизма ОМДП - структуры $CdO / Al_2O_3 / CdSnP_2$, рассчитанный

¹ Фотоплеохроизм - явление анизотропной фотогенерации носителей заряда поляризованным излучением.



Спектры фотоплекроизма ОМДП-структуры $CdO / Al_2O_3 / CdSnP_2$ (1) и диода $p-n-CdSnP_2 < B >$ при комнатной температуре. Стрелками указаны энергии оптических переходов из отщепленных валентных подзон кристалла $CdSnP_2$: А ($\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_6$), В ($\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_6$) и С ($\Gamma_7 \rightarrow \Gamma_6$).

из спектральных измерений фототовета при $T = 300$ К. В области края фундаментального поглощения полупроводника $CdSnP_2$ ($E_g = 1.17$ эВ) наблюдаются три точки инверсии знака P_u : $\hbar\omega = 1.171, 1.227$ и 1.273 эВ. В окрестности этих точек коэффициент фотоплекроизма стремится к бесконечности с инверсией знака в первой точке с плюса на минус, а во второй и третьей точках наоборот – с минуса на плюс (рисунок, кривая 1). Для сравнения приведена спектральная кривая P_u поляриметрического фотодетектора без инверсии на основе $p-n-CdSnP_2 < B >$ (кривая 2). Ширина спектрального контура фотоплекроизма ОМДП-структуры в окрестности точек инверсии значительно меньше, чем аналогичная величина для диодной структуры $p-n-CdSnP_2 < B >$. Его селективность $\Delta\hbar\omega = 0.1-0.2$ мэВ (на уровне $P_u = 100\%$) превышает селективность $p-n-CdSnP_2 < B >$ (на полувысоте) в 800-1000 раз. Спектральное сужение контура $P_u(\hbar\omega)$ в окрестности 1-й и 2-й точек инверсии может быть объяснено присутствием в этой области сильнополяризованных оптических переходов в кристалле $CdSnP_2$: А = 1.17 эВ и В = 1.25 эВ (300 К) [5]. Согласно правилам отбора и ранним экспериментальным данным [5, 6], оптический переход

из спин-орбитально отщепленной валентной подзоны ($C = 1,33$ эВ) слабо поляризован. В связи с этим оптическая анизотропия в диапазоне $\delta\hbar\omega = \hbar\omega_c - \hbar\omega_b$ совпадает, что приводит к значительному расширению контура $\mathcal{P}_u(\hbar\omega)$ в окрестности 3-й точки инверсии: $\delta\hbar\omega^+ = 30$ мэВ и $\delta\hbar\omega^- = 45$ мэВ. Как видно из рисунка, в этой спектральной области отсутствуют фотоизотропные точки ($\mathcal{P}_u \equiv 0$) в отличие от диапазона 1,15–1,25 эВ, где существует сильная анизотропия оптических переходов, и фотоизотропные точки (ФИТ) спектрально соответствуют точкам инверсии знака фотоплетохроизма. Наиболее длинноволновая фотоизотропная точка (1,143 эВ) приходится на область с низкой амплитудой фотоответа, т.к. $\hbar\omega_{\text{ФИТ}} < E_g$ и кроме того здесь наблюдается слабая дисперсия коэффициента фотоплетохроизма (кривая 1). Поэтому в области $\hbar\omega < E_g$ не может быть достигнута высокая поляризационная фоточувствительность. Наибольшую поляризационную фоточувствительность можно реализовать в окрестности второй и третьей ФИТ, где велико значение $d\mathcal{P}_u / d(\hbar\omega)$, а абсолютная величина фотоответа диодной структуры максимальна [4].

Можно предложить, что на характер инверсии знака фотоответа в ОМДП-структуре дополнительно влияет интерференция излучения в слое CdO . Однако количественный учет такого воздействия на спектр коэффициента фотоплетохроизма пока затруднен.

Таким образом, в окрестности трех точек инверсии знака фотоответа реализован узкоселективный фотовольтаический режим, который вызывает гигантский фотоплетохроизм на нескольких частотах. Обнаруженный многочастотный инверсионный режим в ОМДП-структуре на основе анизотропных полупроводников, обладающих естественной оптической анизотропией, не ограничивает также его использование и при наведенной оптической анизотропии, например в изотропных полупроводниках [7]. Многочастотный гигантский фотоплетохроизм может быть использован в высокочастотных поляриметрических нуль-индикаторах, работающих на нескольких фиксированных длинах волн.

Авторы благодарны А.В. Луневу за нанесение слоев окислов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Рудь Ю.В. – Изв. вузов, Физика, 1986, т. 29, № 8, с. 68–83.
- [2] Медведкин Г.А., Рудь Ю.В. – ФТП, 1980, т. 14, в. 10, с. 1952–1958.
- [3] Рудь Ю.В., Масагутова Р.В., Медведкин Г.А. – ФТП, 1980, т. 14, с. 1873–1878.
- [4] Медведкин Г.А., Подольский В.В., Рудь Ю.В. – ФТП, 1980, т. 14, в. 11, с. 2218–2222.
- [5] Shau J.L., Wernick J.H. Ternary Chalcopyrite Semiconductors: Growth Electronic Properties and Applications: Oxford, N.Y. Pergamon Press, 1975. 244 p.

- [6] Ш и л е й к а А. Оптические исследования зонной структуры соединений $A_2B_4C_5$. В кн.: Многодолинные полупроводники (серия электроны в полупроводниках). Вильнюс, Мокслас, 1979, с. 143-193.
- [7] М е д в е д к и н Г.А., Р у д ь Ю.В. - Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, № 16, с. 986-990.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В СИНХРОНИЗИРУЕМЫХ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ПРИ НИЗКОЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ ПАРАМЕТРОВ

Д.М. В а в р и в, О.А. Т р е т ь я к о в,
И.Ю. Ч е р н ы ш о в

Низкочастотное воздействие на синхронизируемые автоколебательные системы широко используется для управления характеристиками выходных колебаний. В качестве примера можно сослаться на лазеры с модулированной добротностью [1], электронные генераторы [2], где применение модуляции параметров позволяет расширить полосу синхронизации. При теоретическом анализе такого воздействия на колебательные системы обычно использовались квазистатические методы (см., например, [3]), применимость которых предполагает, что низкочастотное воздействие не приводит к нарушению устойчивости системы в том смысле, что колебания остаются детерминированными. Проведенные нами систематические исследования показали, что это предположение не всегда является справедливым. Оказалось, что при периодическом изменении параметров синхронизируемого генератора с частотой f_M , которая значительно меньше его собственной частоты f_α , в системе возможно возникновение стохастической неустойчивости.

Исследование конкретных условий возникновения данной неустойчивости представляет также интерес в связи с интенсивными исследованиями в последнее время общей проблемы разрушения квазипериодических колебаний в диссипативных системах [4-6]. С этой точки зрения в данном сообщении описана одна из физических ситуаций, не рассматривавшаяся ранее, в которой возможно возникновение хаоса в результате разрушения таких колебаний.

Рассмотрим результаты экспериментальных исследований резонансного генератора волноводной конструкции [8] на диоде Ганна, который синхронизировался путем подачи стабильного колебания с