

Полученные результаты можно объяснить в предположении, что в пленках карбида кремния более фотоактивными являются ОС кремния, т. е. освещение приводит к росту относительной концентрации ОС Si. Последнее возможно как из-за захвата неравновесных носителей заряда на центры с отрицательной энергией корреляции (Si⁻, Si⁺), так и из-за обрыва слабых связей Si—Si при рекомбинации фотовозбужденных носителей с последующей их стабилизацией за счет миграции атомов водорода. Модель генерации дефектов при освещении, связанная с обрывом связей Si—Si, достаточно хорошо обоснована экспериментально и теоретически в чистом *d*-Si : H [2, 5]. По нашему мнению, она применима и к пленкам аморфного карбида кремния, поскольку из-за большей прочности связей C—H по сравнению со связями Si—H миграция атомов водорода, стимулированная энергией, выделяемой при рекомбинации, более эффективна в ближайшем окружении атомов кремния, чем в окружении атомов углерода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] М. Бродски. Аморфные полупроводники, 346. М. (1982).
- [2] M. Stutzman, W. B. Jakson, K. A. Street, D. K. Biegelsen. In: *Disordered Semiconductors*, 407. N. Y. — London (1988).
- [3] Ю. А. Зарифьянц, С. Н. Карягин, О. Е. Коробов, А. Н. Лупачева. ФТП, 22, 738 (1988).
- [4] С. Н. Карягин, Е. А. Константинова. ФТП, 25, 503 (1992).
- [5] M. Stutzman, W. B. Jakson, C. C. Tsai. *Phys. Rev. B*, 32, 23 (1985).
- [6] P. V. Santos, W. B. Jakson. In: *Proc. XIV Int. Conf. Amorph. Semicond.*, 26. Garmisch-Partenkirchen (1991).
- [7] A. Morimoto, T. Miura, M. Kumeda, T. Shimizu. *J. Appl. Phys.*, 53, 7299 (1982).
- [8] N. Ishii, M. Kumeda, T. Shimizu. *Sol. St. Commun.*, 41, 143 (1982).

Редактор Л. В. Шаронова

ФТП, том 27, вып. 7, 1993

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ПИКОВОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СЛОИСТОМ GeS

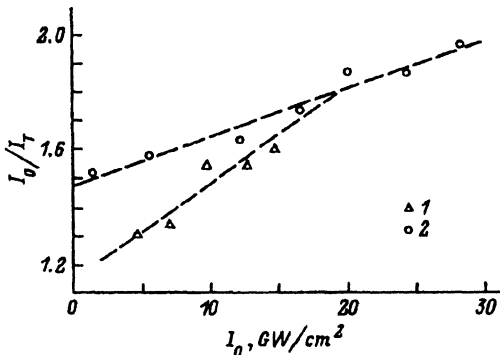
А. Кулибеков, Р. Фишер,¹ К. Аллахвердиев, Д. Хаарер¹

Институт физики Академии наук Азербайджана, Баку, Азербайджан
(Получена 24 февраля 1993 г. Принята к печати 4 марта 1993 г.)

Сульфид германия — слоистое полупроводниковое соединение с пространственной группой симметрии D_{2h}^{16} [1]. GeS является прямозонным полупроводником с шириной зоны при комнатной температуре $E_g = 1.65$ эВ [2]. Характерной особенностью кристаллов является сильная анизотропия спектра оптического поглощения в фундаментальной полосе для поляризаций $E \parallel b$ и $E \parallel a$, где оси b и a лежат в плоскости слоя, а оптическая ось c перпендикулярна слоям [1]. Это позволяет проводить ориентацию кристалла оптическим методом, измеряя спектры пропускания при различных поляризациях падающего света. Линейные оптические свойства GeS исследованы достаточно подробно [2, 3].

Настоящая работа посвящена изучению двухфотонного коэффициента поглощения GeS при комнатной температуре с использованием импульсного лазерного излучения.

¹ Институт экспериментальной физики, 4 Байройтского университета Германии, Байройт, Германия.



Зависимость обратного пропускания I_0/I_T от интенсивности падающего света I_0 : 1 — $E \parallel a$, 2 — $E \parallel b$.

Кристаллы выращены из газовой фазы в эвакуированных кварцевых ампулах и имели дырочный тип проводимости. В качестве источника возбуждения использовали линию 1.064 мкм YAG : Nd³⁺-лазера с длительностью импульса 35 пс и частотой повторения 10 Гц (Quantel YG-501). Интенсивность излучения варьировали с помощью дополнительной разъюстировки удвоителя излучения из КДР либо путем помещения различного числа стеклянных пластинок на пути лазерного излучения. Диаметр пучка лазерного излучения, сфокусированного на кристалл, был равен 200 мкм. Интенсивность света, прошедшего через кристалл, детектировалась с помощью фотоэлектронного умножителя (Hamamatsu R-649) и усреднялась с помощью интегрирующей системы (Stanford Research), контролируемой с помощью миникомпьютера. Небольшая часть падающего лазерного излучения расщеплялась с помощью стеклянной пластинки и направлялась на другой аналогичный фотоумножитель, что позволяло вносить коррекцию на флуктуации интенсивности от одного импульса к другому. Измерения проводились по следующей методике. Вначале регистрировался нормализованный сигнал в отсутствие образца, усредненный по 1000 импульсов. Затем такие же измерения проводились при наличии образца. Полученные результаты делились один на другой. Такая методика позволяла в значительной степени исключить непредсказуемую зависимость поведения пропускания при высоких плотностях излучения нейтральных фильтров, используемых перед входными окнами фотоумножителей. Экспериментальные результаты, полученные с различных точек образцов, в пределах пятна диаметром 5—7 мм практически не отличались. Последнее говорило о высокой степени совершенства выращенных кристаллов. Все измерения проведены при комнатной температуре для обеих поляризаций $E \parallel b$ и $E \parallel a$. Ориентация кристаллов по осям проведена оптическим методом измерениями поляризационных спектров пропускания в области 700—1000 нм. Согласно [4], техника измерения нелинейного обратного пропускания дает возможность определения коэффициента двухфотонного поглощения α_2 путем построения I_0/I_T в зависимости от I_0 , где I_0 и I_T — интенсивности падающего и прошедшего через кристалл излучений.

На рисунке приведены зависимости обратного пропускания кристалла толщиной 350 мкм от интенсивности возбуждения для обеих поляризаций. Предельные мощности возбуждения, достижимые в наших экспериментах, были ограничены пороговыми интенсивностями поверхностных разрушений, которые для заданного образца ограничены ~30 ($E \parallel b$) и 15 ГВт/см² ($E \parallel a$). Для различных образцов отклонения от заданных величин составляли приблизительно $\pm 10\%$. Большие значения порогов разрушений для геометрии $E \parallel b$ согласуются

с тем фактом, что пропускание одного и того же кристалла для заданной геометрии на длине волны 1.06 мкм было всегда больше (на ~8%), чем для геометрии $E \parallel a$. Рассчитанные из экспериментальных зависимостей значения коэффициентов двухфотонного поглощения $\alpha_1 (E \parallel b)$ и $\alpha_2 (E \parallel a)$ равны соответственно $\alpha_1 = (2.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ и $\alpha_2 = (4.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$ см/МВт. Сравнение полученных значений со средним коэффициентом двухфотонного поглощения слоистых полупроводников GaS и GaSe показывает, что в нашем случае имеем величину на 3 порядка меньшую [4]. Следует, однако, отметить, что для сульфидов и селенидов галлия коэффициент двухфотонного поглощения определяли из экспериментов с излучением относительно малой интенсивности (≤ 10 МВт/см²) по сравнению с интенсивностями, используемыми в настоящей работе. Теоретические оценки по формулам работ [4], основанным на теории возмущений, в нашем случае непригодны и для GeS дают величину $\alpha_{1, 2} \sim 0.1$ см/МВт, что расходится со значениями, определенными из эксперимента, хотя оценки по формулам Келдыша и Коварского [4] приводят к значению $\alpha_{1, 2} \approx 10^{-3}$ см/МВт, лучше согласующемуся с экспериментом. Тем не менее более корректными для объяснения экспериментальных результатов являются, на наш взгляд, представления, развитые в работе [5]. В [5], в частности, учитывается насыщение двухфотонного поглощения прямозонного полупроводника при больших интенсивностях лазерного излучения за счет динамического изменения разности населенностей в зоне проводимости и валентной зоне. Согласно этой теории зависимость коэффициента двухфотонного поглощения от интенсивности возбуждающего кристалл импульса света носит экспоненциальный характер. Так, например, для GaAs при $T = 300$ К, энергии возбуждающего импульса $\hbar\omega = 0.6 E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны) и длительности $\tau = 20$ пс значение α_2 уменьшается в e раз при $I = 0.43$ ГВт/см². Простой пересчет показывает, что такое убывание достаточно для объяснения наблюдаемых нами малых значений коэффициентов двухфотонного поглощения GeS в обеих поляризациях относительно кристаллографических осей b и a .

Таким образом, полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены с учетом насыщения двухфотонного поглощения прямозонного полупроводника при больших интенсивностях лазерного излучения за счет динамического изменения разности населенностей в зоне проводимости и в валентной зоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Н. М. Polatoglou. Phys. Rev. B, 33, 5865 (1986).
- [2] J. D. Wiley, A. Breitschwerdt, E. Schonherr. Sol. St. Commun., 17, 355 (1975).
- [3] T. Grandke, L. Ley. Phys. Rev. B: Sol. St., 16, 832 (1977).
- [4] F. Adduci, I. M. Catalano, A. Cingolani, Minafra. Phys. Rev. B, 15, 926 (1977).
- [5] М. Г. Дубенская, Т. М. Ильинова, А. Б. Павельев. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, Астрономия, 28, № 5, 72 (1987).

Редактор В. В. Чалдышев