

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБЛУЧЕНИЯ *GaAs* ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОВОЛНОВЫХ СИГНАЛОВ

А.Л. Глазов, В.С. Клиновский,  
К.Л. Муратиков

В последнее время большое внимание уделяется исследованию возможностей использования термоволновых методик для диагностики процессов ионной имплантации в полупроводниковые материалы [1-7]. Их основным достоинством по сравнению с обычно используемыми для этих целей методиками (обратное резерфордское рассеяние, бриллюэновская спектроскопия) является более высокая чувствительность. Вместе с тем термоволновые методики характеризуются высоким пространственным разрешением и отсутствием вредного воздействия на исследуемый материал. Однако в современной технологии и физике полупроводников большое значение придается определению и исследованию результатов радиационного облучения на полупроводниковые материалы, структуры и приборы [8]. В связи с этим представляется целесообразным рассмотрение вопроса о влиянии облучения быстрыми протонами на характеристики термоволновых сигналов от полупроводников и перспектив их использования для диагностики подобных процессов.

С целью исследования подобного рода вопросов в работе были выполнены эксперименты по регистрации изменений термоволновых сигналов от полупроводников при облучении. При этом использовалась интерферометрическая методика регистрации [9, 10], обладающая более высокой чувствительностью и акустической помехозащищенностью по сравнению с обычным фотодефлекционным методом [11].

Для наглядности сравнения термоволновых сигналов от облученных и необлученных частей образца одна из его частей не подвергалась воздействию протонами. Диапазон доз облучения образцов *GaAs* протонами с энергией 6.7 МэВ изменялся от  $10^{10}$  см<sup>-2</sup> до  $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Возбуждение температурных волн в полупроводнике осуществлялось периодически модулированным во времени излучением лазера ЛТИ-701 с длиной волны 1.06 мкм. Мощность его излучения на образце составляла около 100 мВт, размер светового пятна на поверхности образца 40 мкм, а частота модуляции изменялась в пределах от 125 Гц до 5 кГц. Считывание сигнала, возникающего в результате образования вблизи поверхности образца нестационарной тепловой линзы в месте воздействия возбуждающего лазерного излучения, осуществлялось с помощью *He-Ne* лазера ЛГ-52.

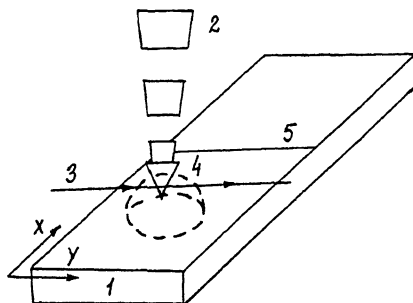


Рис. 1. Схема получения термоволновых изображений твердотельных объектов. 1 - образец, 2 - возбуждающее лазерное излучение, 3 - считывающий лазерный пучок, 4 - нестационарная тепловая линза, 5 - граница раздела облученных и необлученных участков образца.

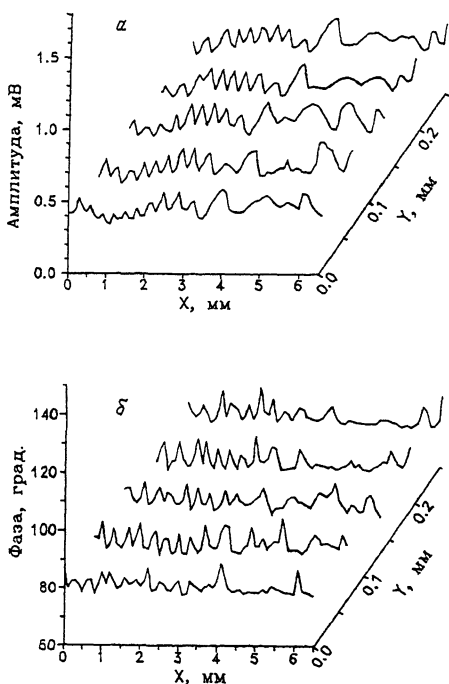


Рис. 2. Амплитудная (а) и фазовая (б) составляющие термоволнового сигнала от образца с полированными поверхностями. Доза радиационного воздействия протонами с энергией 6.7 МэВ на облученный участок образца  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

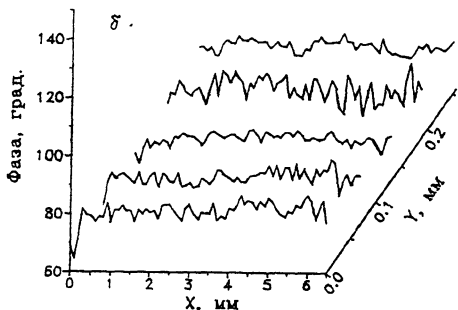
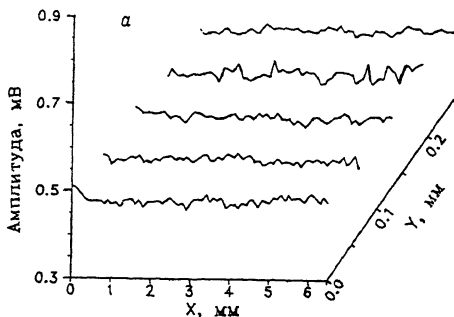


Рис. 3. Амплитудная (а) и фазовая (б) составляющие термоволнового сигнала от образца со шлифованной нижней гранью. Доза радиационного воздействия протонами с энергией 6.7 МэВ на облученный участок образца  $10^{12}$  см $^{-2}$ .

Эксперименты производились на пластинках из *GaAs* толщиной 500 мкм с полированными с обеих сторон поверхностями. Общая схема расположения образца, возбуждающего и считывающего лазерных пучков показана на рис. 1. Двумерное изображение образца формировалось путем его механического сканирования. На рис. 2 представлены типичные результаты, полученные для амплитудной и фазовой составляющих термоволновых сигналов на образцах из *GaAs* с обоими полированными поверхностями. Из рисунка видно, что характер поведения термоволновых сигналов для необлученных ( $x \lesssim 2.5$  мм) и облученных ( $x \gtrsim 2.5$  мм) областей образца различен. Так, на необлученных участках образцов как в амплитудной, так и в фазовой составляющих сигналов хорошо видны осцилляционные особенности. На облученных участках образцов они практически отсутствуют. Отметим, что подобного рода различия в поведении сигналов от облученных и необлученных участков образцов сохранялись во всем диапазоне частот модуляции возбуждающего излучения.

Для выяснения природы отмеченных различий в поведении сигналов от облученных и необлученных областей были проведены аналогичные эксперименты на образцах со шлифованной нижней гранью. Их типичные результаты приведены на рис. 3. Видно, что для образцов с нижней шлифованной гранью поведение термоволновых сигналов от облученных и необлученных участков практически одинаково. Различие в величинах как амплитудной, так и фазовой составляющих сигналов для этих участков даже при сравнительно больших дозах (вплоть до  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) не превышало 10% от среднего уровня термоволнового сигнала от образцов из *GaAs*.

Результаты выполненных экспериментов приводят к выводу о том, что механизм образования термоволнового сигнала от *GaAs*, облученного высокоэнергетическими протонами, существенно отличается от механизма его образования при ионной имплантации. Так, если при ионной имплантации наблюдается существенное увеличение термоволнового сигнала благодаря росту поверхностного поглощения возбуждающего излучения в полупроводнике, то при облучении высокоэнергетическими протонами на длине волны света 1.06 мкм такого роста поглощения не наблюдается. Сравнение результатов экспериментов, представленных на рис. 2 и 3, приводит к заключению о том, что при облучении *GaAs* протонами с энергией 6.7 МэВ в нем главным образом возникают дефектные образования, приводящие не к поглощению, а к рассеянию излучения с длиной волны 1.06 мкм.

При этом возникновение осцилляций термоволнового сигнала (типа показанных на рис. 2) от необлученных участков образца с обоими полированными гранями объясняется интерференцией возбуждающего излучения, прошедшего в образец и зеркально отраженного от его задней грани. В этих условиях в образце образуется стоячая световая волна. При сканировании вдоль образца из-за неоднородности толщины пластинки (клиновидности) верхняя поверхность последовательно попадает либо в пучность либо в узел световой волны возбуждающего излучения. Указанное обстоятельство приводит к периодическому изменению в процессе сканирования световой энергии, поглощаемой на поверхности образца. По периоду осцилляций термоволновых сигналов можно оценить степень непараллельности верхней и нижней граней пластинки. В нашем случае типичное значение угла расходимости между этими гранями составляло  $10^{-3}$  рад. Поскольку между термоволновыми сигналами, обусловленными поверхностным и объемным поглощением имеется фазовый сдвиг [12], то из-за изменения относительного вклада объемной и поверхностной составляющих в термоволновой сигнал одновременно с осцилляциями его амплитуды на рис. 2 наблюдаются и соответствующие осцилляции фазы. Появление рассеивающих центров разрушает регулярную интерференционную картину возбуждающего лазерного излучения внутри облученных участков образцов и приводит к исчезновению осцилляционных особенностей в поведении термоволновых сигналов.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что имеются существенные различия между механизмами взаимодействия

внутризонного излучения с ионноимплантированными полупроводниками и полупроводниками, облученными высокоэнергетическими протонами. В первом случае наблюдается значительное увеличение поглощения в приповерхностных слоях, а во втором появление сильно-рассеивающих дефектов. При этом в пластинках *GaAs* с обоими полированными поверхностями вполне возможно обнаружение степени воздействия высокоэнергетическими протонами с дозами порядка  $10^{12}$  см<sup>-2</sup> по изменению осцилляционных особенностей термоволновых сигналов. Для определения влияния облучения протонами на характеристики термоволновых сигналов от образцов только с одной полированной гранью целесообразно проведение аналогичных экспериментов с более длинноволновым возбуждающим лазерным излучением, для которого может быть существенно снижен фоновый сигнал от необлученного полупроводника.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] McFarlane R.A., Hess L.D. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 2. P. 137-139.
- [2] Smith W.L., Rosenzweig A., Wilkenborg D.L. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 7. P. 584-586.
- [3] Зенкевич А.В., Неволин В.Н., Петровский А.Н., Сальник А.О. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 6. С. 1274-1278.
- [4] Marinelli M., Zammitt U., Pizzoferrato R., Scudieri F., Martellucci S. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 26. P. 2745-2747.
- [5] Christofides C., Vitkin I.A., Mandelisa A. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 6. P. 2815-2821.
- [6] Hara T., Hagiwara H., Ichikawa R., Nakashima S., Mizoguchi K., Smith W.L., Welles C., Hahn S.K., Larson L. // IEEE Electron Device Letters. 1990. V. 11. N. 11. P. 485-486.
- [7] Washidzu G., Hara T., Ichikawa R., Takamatsu H., Sumie S., Nishimoto Y., Nakai Y., Hashizume H., Migoshi T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1991. V. 30. N 6A. P. L1025-L1027.
- [8] Вавилов В.С., Горин Б.М., Данилин Н.С. Радиационные методы в твердотельной электронике. М.: Радио и связь, 1990.
- [9] Glazov A.L., Muratkov K.L. // Int. J. of Optoelectronics. 1989. V. 4. N 3. P. 589-597.
- [10] Walther H.G., Friedrich K., Haupt K., Muratkov K., Glazov A. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 16. P. 1600-1601.

- [11] J a c k s o n W.B., A m e r N.M., B o s s a -  
r a A.C., F o u r n i e r D. // A p p l. O p t. 1981.  
V. 20. N 8. P. 1333-1344.
- [12] H e l a n d e r P., L u n d s t r ö m I. // J.  
A p p l. P h y s. 1983. V. 54. N 9. P. 5069-5075.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе,  
С.-Петербург

Поступило в Редакцию  
16 декабря 1991 г.