

ШУМ $1/f$, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА GaAs, ПОДВЕРГНУТОГО ОБЛУЧЕНИЮ ИОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Гусинский Г. М., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л.

Исследовано влияние облучения ионами азота с энергией ~ 18 МэВ на характеристики n -GaAs. Ранее такое облучение использовалось для создания вблизи зеркал GaAs/GaAlAs-лазеров областей эффективного насыщающегося поглотителя.

Исследованы зависимости от дозы облучения сопротивления, кинетики спада фотопроводимости при низком уровне возбуждения и низкочастотного шума. Полученные результаты противоречат ранее высказанному предположению, что под влиянием облучения ионами в материале возникают тонкие аморфизированные цилиндры вдоль треков пробега частиц. Результаты свидетельствуют в пользу того, что основным механизмом дефектообразования в области исследованных доз $10^{10} < \Phi < < 10^{12}$ см $^{-2}$ является генерация точечных акцепторных дефектов.

Недавно в работах [1,2] было показано, что облучение зеркал полупроводниковых GaAs/GaAlAs-гетеролазеров ионами азота или кислорода с энергией ~ 18 МэВ позволяет создать в области глубиной $\sim 5 \div 10$ мкм вблизи зеркал эффективный насыщающийся поглотитель и обеспечить генерацию ультракоротких импульсов лазерного излучения длительностью ~ 5 пс. По мнению авторов работы [2], облучение тяжелыми ионами оказывается несколько предпочтительнее, чем традиционный метод облучения структур протонами [3].

Предполагается [1], что в отличие от протонной бомбардировки, создающей при относительно малых дозах в основном точечные дефекты, тяжелые ионы с высокой энергией создают в материале вдоль треков пробега частиц тонкие цилиндрические области аморфизированного материала. Исследование оптических свойств GaAs, подвергнутого облучению ионами азота и кислорода [4], а также исследование времени жизни неравновесных носителей заряда в таком материале [5,6] как будто бы не противоречат такому предположению.

В настоящей работе исследованы электрические и фотоэлектрические свойства, а также низкочастотный шум в GaAs, подвергнутом облучению высокоэнергичными ионами азота.

Форма и размеры образцов показаны на вставке к рис. 1. Толщина эпитаксиальной активной n -области образцов $L = 10$ мкм приблизительно соответствует длине пробега ионов азота с энергией 18 МэВ. Толщина верхнего n^+ -слоя подлегирования, обеспечивавшего равномерное протекание тока между верхним кольцевым и нижним сплошным электродами, не превышала 1 мкм. Облучение проводилось на той же установке и в тех же режимах, что и в работах [1,2,4]. Исходный GaAs был n -типа с концентрацией электронов $n_0 \cong \cong 10^{15}$ см $^{-3}$ и подвижностью при 300 К $\mu_{300} = (6-7) \cdot 10^3$ см 2 /В·с. Значение подвижности при 77 К $\mu_{77} = (5-6) \cdot 10^4$ см 2 /В·с. Величина сопротивления образцов R_0 при 300 К лежала в пределах $2.2 \div 2.6$ Ом.

Сопротивление образцов монотонно растет с увеличением дозы облучения. На рис. 1 показана зависимость сопротивления одного из образцов от дозы при 300 К. Облучение минимальной дозой $\Phi \cong 10^{10}$ см $^{-2}$ увеличивает сопротивление в 2.6 раза. В дальнейшем с увеличением дозы до $\sim 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ сопротивление возрастает логарифмически: $R/R_0 \sim \ln \Phi$.

Методом геометрического магнитосопротивления [7] для нескольких образцов было измерено значение подвижности μ при 77 и 300 К при дозах облучения Φ в

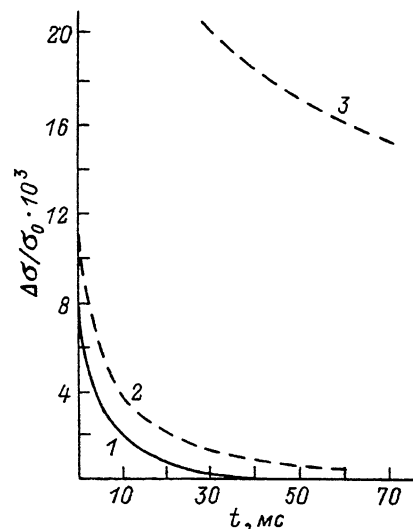
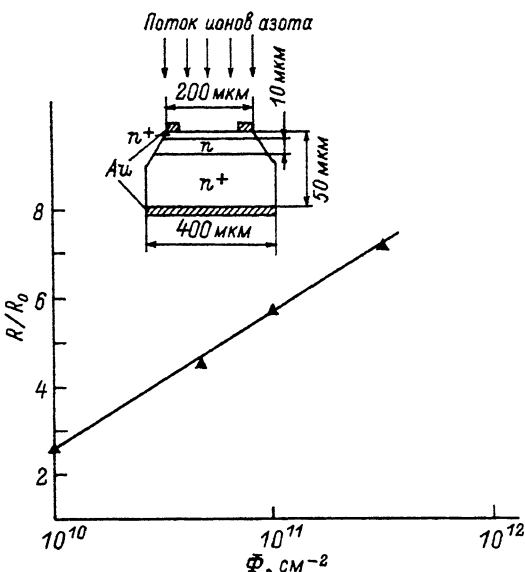


Рис. 1. Зависимость относительного сопротивления образца R/R_0 от дозы облучения ионами азота. Энергия ионов ~ 18 МэВ, $T = 300$ К. На вставке — форма и размеры образцов.

Рис. 2. Зависимости фотопроводимости от времени. $T = 300$ К. 1 — для исходного образца. Аналогичные зависимости наблюдаются и при любой дозе $\Phi \leq 10^{12}$ см $^{-2}$; 2 и 3 приведены для сравнения и показывают кинетику спада фотопроводимости в образцах, подвергнутых деструктивному сжатию [10]; R/R_0 : 2 — ~ 1.5 , 3 — 5.

диапазоне от $\sim 10^{10}$ до $\sim 10^{12}$ см $^{-2}$. При 300 К величина μ_{300} не зависит от дозы вплоть до $\Phi \sim 10^{12}$ см $^{-2}$. При 77 К уменьшение подвижности μ_{77} при $\Phi \sim 10^{12}$ см $^{-2}$ не превосходит 10 ÷ 15%. Таким образом, показанная на рис. 1 зависимость отражает уменьшение числа носителей в образце по мере возрастания дозы.

Приведенные на рис. 1 результаты не согласуются с гипотезой о том, что дефектообразование при облучении ионами азота с высокой энергией сводится только к появлению вдоль треков полуизолирующих цилиндров аморфизированного материала. В самом деле, по оценкам, полученным из исследования оптических свойств облученного материала, диаметр таких цилиндров должен составлять $d_0 \sim 40 \text{ \AA}$ [4]. Таким образом, при дозе $\Phi \sim 10^{10}$ см $^{-2}$ доля площади поперечного сечения образца, занятая основаниями непроводящих цилиндров η , составляет $\eta \sim \Phi d_0^2 \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$. Поскольку при данной геометрии ток течет параллельно образующим цилиндров (рис. 1), следовало бы ожидать, что при дозе $\Phi \sim 10^{10}$ см $^{-2}$ сопротивление возрастет на доли процента. Между тем, экспериментально зарегистрировано увеличение сопротивления в 2.5 раза. Далее, поскольку вплоть до максимальных использованных в эксперименте доз $\Phi \sim 10^{12}$ см $^{-2}$ величина $\eta \ll 1$, следовало бы ожидать линейного изменения ΔR в зависимости от дозы, чего в эксперименте не наблюдается (рис. 1).

Можно было бы предположить, что вокруг цилиндров образуется тонкая «шуба» точечных дефектов акцепторного типа. В этом случае основную роль в изменении оптических свойств и уменьшении времени жизни в облученном материале можно было бы приписать образованию аморфизированных цилиндров, а в уменьшении числа носителей — акцепторной шубе. Такое предположение отчасти объяснило бы и нелинейную зависимость R/R_0 (Φ), так как уже при минимальной дозе $\Phi \sim 10^{10}$ см $^{-2}$ среднее расстояние между цилиндрами $l \sim \Phi^{-1/2}$ приблизительно равняется величине дебаевского радиуса в исходном материале.

Хорошо известно, что акцепторные скопления в материале n -типа выявляются при изучении спада собственной фотопроводимости [8–10]. Создаваемые при освещении

щении собственным светом дырки сосредоточиваются в области отрицательно заряженных акцепторных скоплений. При этом неравновесные электроны и дырки оказываются пространственно разделенными, что приводит к появлению долговременного спада фотопроводимости (барьерный механизм долговременной фотопроводимости [8]).

На рис. 2 сплошной кривой показана зависимость, характеризующая временную релаксацию фотопроводимости в исходном образце до облучения (кривая 1). Аналогичные зависимости наблюдались в работе [10], где они подробно изучены и интерпретированы. Вплоть до самых больших использованных в эксперименте доз $\Phi \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ облучение не оказывало никакого влияния на вид зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ ни при 300, ни при 77 К.

Отсутствие какого-либо влияния облучения на кинетику спада собственной фотопроводимости при 77 К, на наш взгляд, убедительно доказывает, что облучение не приводит к образованию дополнительного к уже имеющемуся в исходных образцах потенциального рельефа [10]. Как показано в [10], появление в результате воздействия на образец дополнительного потенциального рельефа затягивает спад долговременной фотопроводимости и ослабляет воздействие полевого гашения на кинетику спада. Поскольку ни один из этих эффектов при облучении образцов ионами азота с высокой энергией не проявляется, можно сделать вывод, что локальные скопления акцепторов (например, в виде шубы вокруг проводящих цилиндров) при облучении не образуются.

Отсутствие влияния облучения на кинетику спада при 300 К подтверждает вывод работ [4, 11] о том, что подвергнутый облучению ионами азота GaAs сохраняет высокую степень структурного совершенства. Как показано в работе [10], существенное ухудшение структурного совершенства приводит к росту амплитуды и замедлению спада фотопроводимости при 300 К. Для сравнения на рис. 2 показаны зависимости $\Delta\sigma/\sigma_0(t)$ для образцов, в которых сопротивление возросло за счет необратимого деструктивного сжатия в 1.5 (кривая 2) и в 5 раз (кривая 3) [10]. Хотя при облучении ионами азота сопротивление образцов при дозе $\Phi \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ возрастает в ~ 8 раз, никакого влияния на кинетику спада фотопроводимости облучение, как уже отмечалось, не оказывает.

На рис. 3 и 4 показано влияние облучения на низкочастотный шум в GaAs. Как до, так и после облучения с дозой $\Phi \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ частотные зависимости спектральной плотности шума в диапазоне частот $\sim 10 \div 10^4$ Гц имеют в темноте вид шума $1/f$ (рис. 3, кривые 1, 2). Облучение ионами азота с дозой $\Phi \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ приводит, как видно из рисунка, к возрастанию уровня шума на ~ 20 дБ (т. е. на ~ 2 порядка). Такой результат подтверждает полученные в работах [10, 12–14] данные, в соответствии с которыми как в GaAs [10, 12], так и в Si [13, 14] уровень шума $1/f$ оказывается наиболее чувствительным параметром при воздействиях, ухудшающих структурное совершенство материала. При самых разных способах воздействия на материал деструктивное сжатие [10, 12], нейтронное облучение при неполном отжиге [13, 14], облучение ионами азота с высокой энергией (настоящая работа), воздействия, не меняющие значения подвижности и очень слабо влияющие на уровень фототока и кинетику спада фотопроводимости, могут увеличивать уровень шума $1/f$ на 1–2 порядка.

Следует отметить, что дальнейшее увеличение дозы Φ вплоть до $\Phi \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ не оказывает влияния на уровень шума $1/f$. Частотные зависимости спектральной плотности шума в образцах, подвергнутых облучению с любой дозой от $\Phi \sim 10^{10}$ до 10^{12} см^{-2} , практически одинаковы. Более того, практически одинаковы также и спектры шума в условиях подсветки.

Последнее обстоятельство следует подчеркнуть, поскольку в соответствии с теорией [15] критическая частота f_0 , ниже которой подсветка подавляет шум, а выше — увеличивает, пропорциональна концентрации свободных дырок p , существующих при подсветке [12]. В работе [12] по мере увеличения уровня деструкции образцов частота f_0 монотонно уменьшалась, свидетельствуя об уменьшении времени жизни неравновесных дырок τ_p . В настоящем же случае при малых дозах Φ иногда наблюдается, как видно из рис. 3, даже некоторое увеличение частоты f_0 . Однако для большинства образцов во всем диапазоне Φ от 0 до

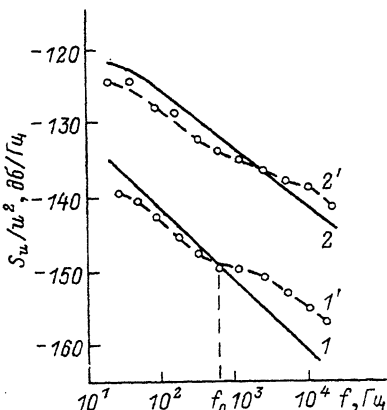


Рис. 3. Зависимости относительной спектральной плотности шума от частоты анализа для исходного образца (1, 1') и для образца после облучения дозой $\Phi \geq 10^{10}$ см⁻² (2, 2').

1, 2 — в темноте, 1', 2' — при подсветке лампой накаливания. Изменение проводимости при подсветке $\Delta\sigma/\sigma_0 \leq 10^{-2}$.

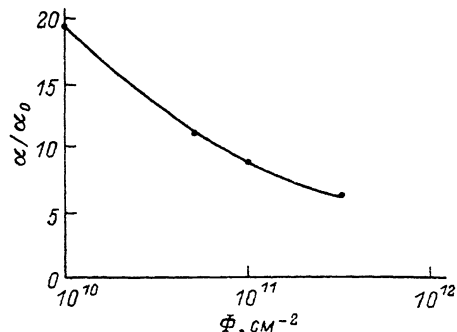


Рис. 4. Зависимость относительной величины параметра Холге α/α_0 от дозы (для частоты анализа $f = 100$ Гц).

10^{12} см⁻² значение f_0 практически не меняется. Этот факт также не согласуется с гипотезой о формировании цилиндров аморфизированного материала как основным механизме дефектообразования.

В самом деле, в соответствии с результатами работ [5, 11] при достаточно высоком уровне возбуждения время жизни неравновесных носителей τ при дозе облучения $\Phi \sim 10^{12}$ см⁻² уменьшается по сравнению со значением τ в исходном материале почти на 3 порядка. Механизм рекомбинации неравновесных носителей в материале, содержащем цилиндрические нити с высокой скоростью рекомбинации, теоретически рассмотрен в работе [6]. Этот механизм не приводит к зависимости времени жизни от уровня возбуждения. Таким образом, можно было бы ожидать, что и при низком уровне возбуждения величина τ будет сильно уменьшаться с ростом дозы Φ . Такое уменьшение времени жизни должно было бы повлечь за собой существенное уменьшение концентрации свободных дырок p и, как следствие, уменьшение частоты f_0 . Как видно из рис. 3, экспериментально такой эффект не наблюдается. Можно поэтому предположить, что сильно уменьшая время жизни при высоком уровне возбуждения, облучение ионами азота слабо влияет на время жизни при малых уровнях возбуждения $\Delta\sigma/\sigma_0 \leq 10^{-2}$. Такая зависимость τ от уровня возбуждения в соответствии с механизмом рекомбинации Шокли—Рида вполне возможна, если предположить, что основным механизмом дефектообразования при облучении GaAs-ионами азота с высокой энергией является, как и при облучении протонами, генерация точечных акцепторных дефектов [16].

Как уже отмечалось, в диапазоне доз $10^{10} \leq \Phi \leq 10^{12}$ см⁻² уровень шума $1/f$ не зависит от дозы, а концентрация носителей в образце монотонно уменьшается. Это означает, что при $10^{10} \leq \Phi \leq 10^{12}$ см⁻² постоянная Хоуге $\alpha = (S_u/U^2)fN$ [17] также уменьшается (здесь N — полное число носителей в образце). Величина α_0 — параметра Хоуге в необлученных образцах — составляла $\approx 5 \cdot 10^{-4}$. Видно, что доза $\Phi \approx 10^{10}$ см⁻² увеличивает значение α_0 в ~ 20 раз. С дальнейшим возрастанием дозы величина α монотонно уменьшается, оставаясь существенно большей, чем в исходном материале. Резкое увеличение α в области малых доз Φ , с точки зрения теории [15], свидетельствует об увеличении под влиянием облучения плотности состояний вблизи края зоны проводимости. Последующее уменьшение α с ростом Φ можно качественно объяснить, если предположить, что с дальнейшим ростом Φ плотность уровней в хвосте перестает увеличиваться

и основную роль играет движение уровня Ферми в глубь запрещенной зоны по мере увеличения концентрации акцепторных уровней, создаваемых облучением.

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты не согласуются с простой картиной, предполагающей, что под влиянием облучения ионами азота с высокой энергией в GaAs возникают только тонкие аморфизованные цилиндры. Результаты свидетельствуют, скорее, в пользу предположения, что основным механизмом дефектообразования, так же как и при облучении *n*-GaAs протонами, является генерация точечных акцепторных дефектов.

Авторы признательны М. И. Дьяконову и А. Б. Журавлеву за прочтение рукописи и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Алфёров Ж. И., Журавлев А. Б., Портной Е. Л., Стельмах Н. М. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 18. С. 1093—1098.
- [2] Портной Е. Л., Стельмах Н. М., Челноков А. В. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 11. С. 44—48.
- [3] Van der Ziel J. P., Tsang W. T., London R. A., Mikulyak R. M., Augustinyak W. M. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 7. P. 525—527.
- [4] Ельашевич И. А., Журавлев А. Б., Марахонов Ю. В., Портной Е. Л., Федорович А. Е. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 20. С. 1870—1875.
- [5] Журавлев А. Б., Марущак В. А., Портной Е. Л., Стельмах Н. М., Титков А. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 352—354.
- [6] Аврутин Е. А., Портной М. Е. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1524—1528.
- [7] Jervis T. R., Johnson E. F. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 2. P. 181—184.
- [8] Шейнкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2. С. 209—233.
- [9] Витман Р. Ф., Витовский Н. А., Лебедев А. А., Машовец Т. В., Налбандян Л. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 2066—2068 (см. также препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1989. № 1370).
- [10] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 1. С. 164—167.
- [11] Джиоев Р. И., Журавлев А. Б., Портной Е. Л., Титков А. Н. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 4. С. 89—93.
- [12] Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1807—1815.
- [13] Гук Е. Г., Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 813—820.
- [14] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е., Румянцев С. Л. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1531—1538.
- [15] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
- [16] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 313 с.
- [17] Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. // Rep. Progr. Phys. 1981. V. 44. N 5. P. 480—532.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получена 18.10.1991
Принята к печати 31.10.1991