

ется, как правило, за несколько микросекунд до замыкания всего промежутка, можно полагать, что определяющую роль в процессе шнурования играют объемные процессы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Акишев Ю.С., Волчек А.М., Напартович А.П. и др. - ТВТ, 1987, т. 25, № 4, с. 630-635.
- [2] Персианцев И.Г., Рахимов А.Т., Суетин Н.В., Тимофеев М.А. - Физика плазмы, 1983, т. 9, № 3, с. 637-641.
- [3] Кондрашов В.Н., Родионов Н.Б., Ситников С.Ф., Соколов В.И. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 1, с. 89-96.
- [4] Демьянов Л.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. и др. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 14, с. 849-853.
- [5] Месси Г. Отрицательные ионы, М.: Мир, 1979.

Поступило в Редакцию
18 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

20 октября 1988 г.

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ $GaAs$, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ АЗОТА И КИСЛОРОДА ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

И.А. Ельяшевич, А.Б. Журавлев,
Ю.В. Марахонов, Е.Л. Портной,
А.Е. Федорович

Глубокая имплантация ионов кислорода в $GaAs$ позволяет создать эффективный насыщающийся поглотитель, быстрдействие которого составляет величину порядка нескольких пикосекунд при дозах облучения $\sim 10^{12}$ ион/см² [1, 2].

Свойства такого поглотителя определяются областями разупорядочения, образующимися вдоль треков имплантируемых и вторичных ионов. В частности, время жизни неравновесных носителей заряда и, значит, быстрдействие поглотителя зависят от размеров аморфных областей, созданных ионной бомбардировкой, и расстояния между ними, так как рекомбинация носителей в данном случае определяется безызлучательными процессами и время жизни равно времени диффузии носителей до аморфных областей [3].

Сведения об объеме образующихся аморфных областей можно получить, изучая спектры пропускания света арсенидом галлия вблизи края поглощения в зависимости от дозы облучения. С ростом дозы

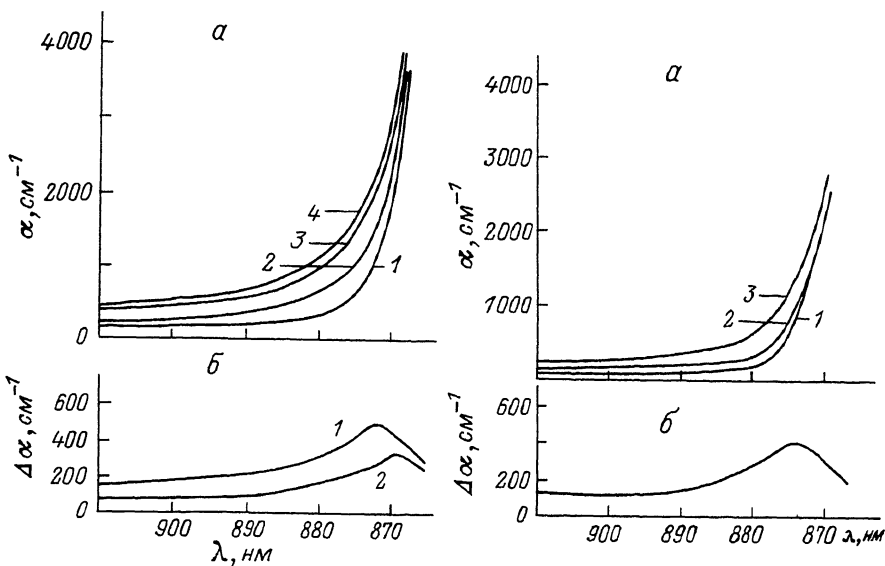


Рис. 1. Влияние имплантации ионов азота на оптическое поглощение в образце *GaAs* толщиной 8 мкм. а - край поглощения при разных дозах имплантации (1 - неимплантированный образец, 2 - 10^{12} ион/ см^2 , 3 - $1.5 \cdot 10^{12}$ ион/ см^2 , 4 - $2 \cdot 10^{12}$ ион/ см^2); б - спектральная зависимость изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha$ в образце при увеличении дозы имплантации (1 - доза увеличилась с 10^{12} до $1.5 \cdot 10^{12}$ ион/ см^2 , 2 - доза увеличилась с $1.5 \cdot 10^{12}$ до $2 \cdot 10^{12}$ ион/ см^2).

Рис. 2. Влияние имплантации ионов кислорода на оптическое поглощение в образце *GaAs* толщиной 8 мкм. а - край поглощения при разных дозах имплантации (1 - неимплантированный образец, 2 - $1.1 \cdot 10^{11}$ ион/ см^2 , 3 - $4.1 \cdot 10^{11}$ ион/ см^2); б - спектральная зависимость изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha$ в образце при увеличении дозы имплантации с $1.1 \cdot 10^{11}$ до $4.1 \cdot 10^{11}$ ион/ см^2 .

коэффициент поглощения *GaAs* увеличивается. Относя это увеличение к образованию все большего количества аморфного материала и делая определенные предположения относительно формы аморфных областей, можно оценить их размеры.

В настоящей работе проведены измерения спектров пропускания света тонкими пленками *GaAs* толщиной (2-10) мкм для разных доз облучения (1-20) 10^{11} ион/ см^2 , рассчитан коэффициент поглощения пленок для каждой дозы и сделаны оценки размеров аморфных областей. Тонкие пленки *GaAs* получались с помощью селектив-

ного травления из двуслойных структур, выращенных на подложке $GaAs$. Методом жидкофазной эпитаксии на подложке выращивался слой твердого раствора $AlGaAs$ толщиной (1-2) мкм и большим содержанием алюминия ($> 50\%$). Затем выращивался слой $GaAs$ необходимой толщины (2-10) мкм. Протрав через подложку до слоя $AlGaAs$ осуществлялся селективным травителем ($H_2O_2 + NH_3OH$), скорость травления которого резко замедляется при подходе к слою $AlGaAs$. Затем слой твердого раствора удалялся концентрированной соляной кислотой.

Полученные тонкие пленки подвергались облучению на циклотроне ФТИ ионами азота с энергией 16.7 МэВ и ионами кислорода с энергией 18.7 МэВ с дозами от 10^{11} ион/см² до $2 \cdot 10^{12}$ ион/см². Для каждой дозы измерялись спектры пропускания имплантированных пленок $GaAs$ вблизи края поглощения в области длин волн 860-920 нм. По спектрам пропускания были рассчитаны зависимости коэффициента поглощения образцов от длины волны проходящего света из формулы:

$$T = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1-R^2 e^{-2\alpha d}},$$

где T - пропускание образца, т.е. отношение интенсивности прошедшего света к интенсивности падающего, R - коэффициент отражения поверхности образца ($R = 0.31$ для $GaAs$), d - толщина образца, α - коэффициент поглощения.

В данной формуле учитывается многопроходность в образце, но не принимаются во внимание интерференционные явления, что оправдано из-за не слишком хорошего качества поверхности. Кривые для коэффициента поглощения тонких пленок $GaAs$ в зависимости от длины волны для разных доз и двух видов ионов приведены на рис. 1,а; 2,а; 3,а.

Как уже было сказано, приращение коэффициента оптического поглощения при увеличении дозы облучения связано с образованием аморфных областей в $GaAs$ вдоль треков имплантируемого иона. На рис. 1,б; 2,б; 3,б по кривым поглощения построены зависимости приращения $\Delta\alpha$ от длины волны для соответствующих образцов. Наблюдаемое увеличение $\Delta\alpha$ на краю поглощения объясняется сдвигом края поглощения в длинноволновую область. Поэтому для оценки количества образующегося аморфного материала значения $\Delta\alpha$ берутся вдали от максимума на кривой $\Delta\alpha(\lambda)$.

Если предположить, что в случае облучения тонких пленок $GaAs$ ионами высокой энергии 10-20 МэВ (с длиной пробега в кристалле порядка или больше толщины пленки) треки ионов прямолинейны, и, таким образом, имплантированный слой представляет собой неповрежденный $GaAs$, пронизанный цилиндрами из аморфного материала, то мы можем написать приращение поглощения в образце следующим образом:

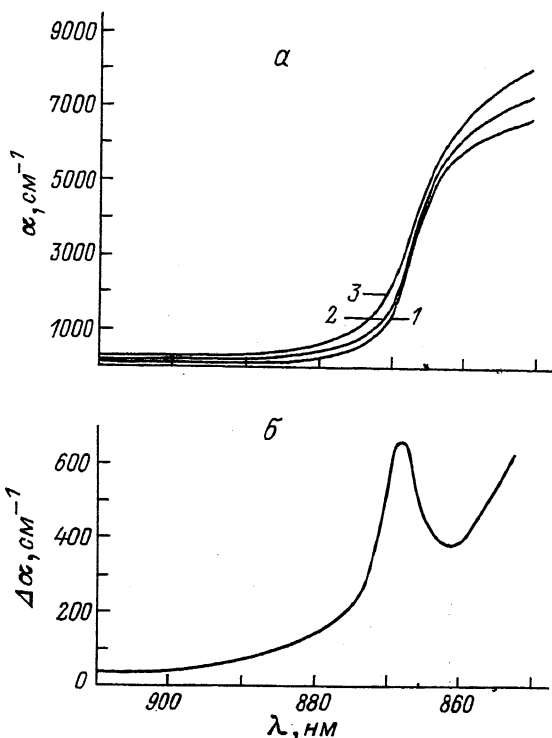


Рис. 3. Влияние имплантации ионов азота на оптическое поглощение в образце GaAs толщиной 4.5 мкм. а - край поглощения при разных дозах имплантации (1 - неимплантированный образец, 2 - 10^{12} ион/см², 3 - $2 \cdot 10^{12}$ ион/см², 4 - $3 \cdot 10^{12}$ ион/см²). б - спектральная зависимость изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha$ в образце при увеличении дозы имплантации с $2 \cdot 10^{12}$ ион/см² до $3 \cdot 10^{12}$ ион/см².

$$I_0 e^{-(\alpha + \Delta\alpha)d} = k \cdot I_0 e^{-\alpha_{\text{ам}} \cdot d} + (1-k) I_0 e^{-\alpha d},$$

где α - коэффициент поглощения до имплантации, $\Delta\alpha$ - приращение коэффициента поглощения после имплантации, $\alpha_{\text{ам}}$ - коэффициент поглощения аморфного материала, k - часть общей площади поверхности образца, занятая основаниями цилиндров из аморфного материала.

Разделим обе части равенства на $I_0 e^{-\alpha d}$:

$$e^{-\Delta\alpha \cdot d} = k e^{-(\alpha_{\text{ам}} - \alpha)d} + (1-k).$$

И, если считать $\alpha_{\text{ам}} \gg \alpha$ [4], то

$$k = \frac{e^{-\Delta\alpha \cdot d} - 1}{e^{-\alpha_{ам} \cdot d} - 1} \approx 1 - e^{-\Delta\alpha d}$$

Теперь мы можем оценить радиусы аморфных цилиндров, поскольку выражается через количество треков на 1 см^2 , равное дозе Φ (ион/см²), и площадь основания одного цилиндра πr^2 :

$$k = \pi r^2 \Phi, \quad r = \sqrt{\frac{1 - e^{-\Delta\alpha \cdot d}}{\pi \Phi}}$$

Для $\Delta\alpha = 100 \frac{1}{\text{см}}$, $d = 8 \text{ мкм}$, $\Phi = 5 \cdot 10^{11} \text{ ион/см}^2$ получаем $r = 22 \text{ \AA}$.

Следует отметить, что для образца толщиной 4.5 мкм величина $\Delta\alpha$ составляет для такой же дозы величину $\sim 50 \frac{1}{\text{см}}$, и тогда $r = 12 \text{ \AA}$. Так как в данном случае толщина пленки меньше пробега иона азота с $E = 16.7 \text{ МэВ}$ в CaA из этого следует, что размеры областей разупорядочения растут по мере продвижения иона высокой энергии вглубь кристалла, и представление этих областей в виде цилиндров оказывается не вполне точным. Это объясняется тем, что при попадании в кристалл ионы высокой энергии взаимодействуют сначала с электронной подсистемой, образуя относительно мало дефектов. Измерение $\Delta\alpha$ в имплантированных до $\Phi = 10^{12} \text{ ион/см}^2$ пленках GaAs толщиной $1-2 \text{ мкм}$ при среднем пробеге ионов около 10 мкм дало очень малую величину, лежащую в пределах погрешности нашего эксперимента. Только при уменьшении энергии иона начинает расти его взаимодействие с ядрами атомов кристалла, что приводит к увеличению дефектообразования и, тем самым, к росту среднего радиуса областей разупорядочения.

Согласно расчету, сделанному в [5], время жизни неравновесных носителей заряда в полупроводнике, содержащем цилиндрические треки аморфного материала, обратно пропорционально радиусу таких треков a :

$$\tau = 3 \cdot 10^{-12} \text{ с} \left(\frac{300 \text{ К}}{T} \right)^{1/2} \left(\frac{10^{-7} \text{ см}}{a} \right) \left(\frac{10^{11} \text{ ион/см}^2}{\Phi} \right)$$

Некоторое расхождение, указанное в [5], между оценкой τ по формуле ($\tau = 10^{-13} \text{ с}$ при $a = 30 \text{ \AA}$, $\Phi = 10^{12} \text{ ион/см}^2$) и значением, полученным в эксперименте [3] ($\tau = 10^{-12} \text{ с}$), можно объяснить тем, что данные [3] получены методом оптической ориентации и определяются, в основном, приповерхностным слоем облученного полупроводника толщиной порядка нескольких микрон с областями разупорядочения малого размера.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алферов Ж.И., Журавлев А.Б., Портной Е.Л., Стельмах Н.М. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 18, с. 1093-1098.

- [2] Журавлев А.Б., Плявенек А.Г., Портной Е.Л., Серегин В.Ф., Стельмах Н.М., Якубович С.Д. - ФТП, 1988, т. 22, в. 7, с. 1208-1213.
- [3] Журавлев А.Б., Марушак В.А., Портной Е.Л., Стельмах Н.М., Титков А.Н. - ФТП, 1988, т. 22, в. 2, с. 352-354.
- [4] G h e o r g h i n A., T h e y e M.-L. - Phil. Mag. B., 1988, v. 44, N 2, p. 285-306.
- [5] Аврутин Е.А., Портной М.Е. - ФТП, 1988, т. 22, в. 8, с. 1524-1528.

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

Поступило в Редакцию
19 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

26 октября 1988 г.

СИНТЕЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ
КЕРАМИКИ γ -Ва-Си-О ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ
CO₂-ЛАЗЕРА

С.А. М у л е н к о

В последнее время появилось достаточно много работ по синтезу высокотемпературной сверхпроводящей керамики типа γ -Ва-Си-О, полученной на основе смеси порошков γ_2O_3 , ВаСО₃, СиО или γ_2O_3 , ВаО, СиО методом твердофазного синтеза при температурах 700-1100 °С в течение нескольких десятков часов. Впервые синтез керамики типа γ -Ва-Си-О со сверхпроводящими свойствами в интервале температур (80-93) К был осуществлен авторами в работе [1]. В указанной работе твердофазный синтез высокотемпературной сверхпроводящей керамики осуществлялся при нагреве образцов, полученных пресованием из смеси порошков γ_2O_3 , ВаСО₃, СиО. Синтез проводился в процессе термического разогрева спрессованных таблеток в печи при атмосферном давлении.

Однако такой способ синтеза высокотемпературной сверхпроводящей керамики является весьма малопродуктивным, ввиду больших затрат времени на процесс синтеза, а также малоэкономичным, так как нагрев образца в печи является гетерогенным процессом.

Для проведения гомогенных процессов, в частности синтеза керамики, весьма перспективно применять лазерное излучение [2]. В настоящей работе для твердофазного синтеза высокотемпературной сверхпроводящей керамики γ -Ва-Си-О на основе порошков γ_2O_3 , ВаСО₃, СиО и γ_2O_3 , ВаО, СиО применялся СО₂-