

В эксперименте измерялось начальное значение напряжения пробоя, при котором начинался заметный рост обратного тока за счет лавинного умножения носителей. Отметим, что при бездефектной технологии выход годных по напряжению структур без учета механического брака равнялся практически 100 %.

Из таблицы видно, что параметры структур, изготовленных по бездефектной технологии, существенно лучше параметров обычных структур:  $U_{BRcp}$  больше на 20 %, а разброс напряжений  $\Delta U_{BR}$  в 4 раза меньше (5 вместо 19 %). Кроме того,  $\Delta U_{BR}$  на структурах из РЛК меньше, чем из кремния БЗП. Наши результаты существенно отличаются от данных работы [5], в которой авторы не выявили на рентгеновских топограммах дефекты, снижающие напряжение пробоя, ибо не применяли их декорирование.

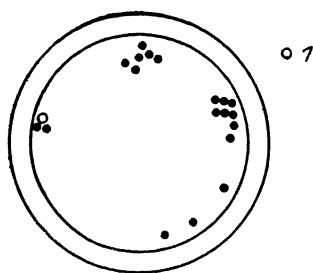


Рис. 3. ИК топограмма дефектов на пластине —  $\varnothing 52$  мм после ТО при  $\xi=155$  Ом·см.

$U_{BR}=0.6$  Кв; 1 — положение ГТ.

Авторы выражают благодарность Ю. М. Локтаеву за полезные обсуждения, Т. П. Воронцовой и П. Н. Шлыгину за помощь при определении положения ГТ.

### Список литературы

- [1] Hill M. J. // IEEE Trans. Electron. Devices. 1976. Vol. ED-23. N 8. P. 839—843.
- [2] Грехов И. В., Серезжин Ю. Н. Лавинный пробой  $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.
- [3] Евсеев Ю. А. Полупроводниковые приборы для мощных высоковольтных преобразовательных устройств. М.: Энергия, 1978. 192 с.
- [4] Воле В. М., Воронков В. Б., Козлов В. А., Шульпина И. Л. // Электротехн. пром-ть. Сер. Преобразовательная техника. 1982. Вып. 4 (141). С. 17—18.
- [5] Богородский О. В., Воронцова Т. П., Жутова О. С. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1419—1425.
- [6] Мильвидский М. Г., Освенский В. В. Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. М.: Металлургия, 1984. 256 с.
- [7] Morizane K., Gleim R. S. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 10. P. 4104—4107.
- [8] Елисеев В. В., Боронин К. Д., Добровенский В. В. // Электротехн. пром-ть. Сер. Преобразовательная техника. 1980. Вып. 6. С. 1—3.
- [9] Van Overstraeten R., De Man H. // Sol. St. Electron. 1970. Vol. 13. N 5. P. 583—608.

Всесоюзный электротехнический институт  
им. В. И. Ленина  
Москва

Поступило в Редакцию  
16 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
13 сентября 1988 г.

## ДВОЙНАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ГЕЛИЯ УДАРОМ БЫСТРОГО МНОГОЗАРЯДНОГО ИОНА

Р. А. Алимов, В. И. Матвеев

Неупругие процессы при столкновениях быстрых многозарядных ионов со сложными атомами являются в настоящее время объектом интенсивных исследований. Сильное поле многозарядного иона не позволяет, как правило, использовать при расчетах борновское приближение, которое применимо, если  $Z/v \ll 1$ ,  $Z$  — заряд иона,  $v$  — относительная скорость столкновения (здесь и ниже используются атомные единицы). Для многозарядных ионов  $Z \gg 1$  даже при  $v \gg 1$  часто оказывается, что  $Z/v \approx 1$ . В таких случаях многоэлектронные возбуждения (в том числе двух- и более кратную ионизацию) сложного атома при ударе многозарядного иона следует объяснять на основе так называемого прямого механизма возбуждения атома полем многозарядного иона (см., например, [1]), основанного на том, что в течение

времени столкновения взаимодействии атомных электронов между собой существенно меньше их взаимодействия с сильным полем многозарядного иона. В принципе этот механизм можно учесть в рамках применимых при  $Z/v \sim 1$  приближений: приближений внезапных возмущений [2, 3] и эйконального приближения [4, 5]. Тем более, что результаты расчетов [4-6] на основе этих приближений сечений ионизации атома водорода ударом быстрого многозарядного иона находятся в хорошем согласии с экспериментом. Однако эти приближения даже в случае ионизации атома водорода приводят к громоздкому численному счету, который еще более усложняется при рассмотрении столкновений сложных атомов с многозарядными ионами. Поэтому была выполнена работа [7], в которой показано, что результат неупругого столкновения быстрого многозарядного иона с атомом сводится (при  $Z/v \sim 1$ ) к внезапной передаче импульса атомным электронам, что соответствует прямому механизму возбуждения сложного атома. Сечения ионизации атома водорода, полученные в [7] на основе этого простого подхода, хорошо согласуются [7, 8] с экспериментом. В настоящей работе на основе подхода [7] получены сечения двойной ионизации атома гелия ударом быстрого многозарядного иона.

Согласно [7],  $\sigma^{++}$  — сечение двойной ионизации атома гелия при его столкновении с быстрым многозарядным ионом имеет вид

$$\sigma^{++} = 8\pi \frac{Z^2}{v^2} \int_{q_0}^{q_1} \frac{dq}{q^3} \int d^3k_1 d^3k_2 |\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | \exp(i\mathbf{q}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)) | 0, 0 \rangle|^2, \quad (1)$$

где  $|0, 0\rangle$  — основное состояние атома гелия;  $|\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2\rangle$  — состояние атома гелия с двумя электронами в непрерывном спектре;  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  — импульсы электронов в континууме, при интегрировании по которым необходимо следить, чтобы конечное состояние не учитывалось дважды;  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  — координаты атомных электронов;  $\mathbf{q}$  — переданный импульс, а пределы интегрирования в (1)  $q_0$  и  $q_1$  определяются из границ применимости подхода [7].

Состояния атома гелия описывались нами в виде симметризованных произведений водородоподобных одноэлектронных волновых функций, причем в основном состоянии эффективный заряд ядра атома гелия следует считать равным  $Z_a = 2 - 5/16$ , а в двухэлектронном континууме эффективный заряд  $Z_c = 2$ . При этом состояния  $|0, 0\rangle$  и  $|\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2\rangle$  оказываются ортогональными. С тем чтобы избежать процедуры ортогонализации (обычно неоднозначно определенной, так как, строго говоря, следует ортогонализировать все состояния дискретного и непрерывного спектров), мы описывали состояния  $|0, 0\rangle$  и  $|\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2\rangle$  симметризованными произведениями одноэлектронных водородоподобных волновых функций в поле ядра с одним и тем же эффективным зарядом ядра  $Z^*$ , значения которого должны находиться между близкими по величине  $Z_a \approx 1.7$  и  $Z_c = 2$ , мы выбрали  $Z^* = (Z_a + Z_c)/2$ .

В результате сечение двойной ионизации примет вид

$$\sigma^{++} = 8\pi \left(\frac{Z}{Z^*v}\right)^2 \int_{q_0}^{q_1} \frac{dq}{q^3} \left\{ \int_0^\infty k^2 dk \varphi_k(q) \right\}^2, \quad (2)$$

где

$$\varphi_k(q) = \frac{2^8 q^2 \left[ q^2 + \frac{1}{3}(1 + k^2) \right] \exp\left\{ -\frac{2}{k} \operatorname{arctg} \left( \frac{2k}{q^2 + 1 - k^2} \right) \right\}}{k \left[ 1 - \exp\left( -\frac{2\pi}{k} \right) \right] [(q^2 + 1 - k^2)^2 + (2k)^2]^3}$$

— квадрат модуля неупругого формфактора водородоподобного атома [9] с зарядом ядра  $Z^*$ , проинтегрированный по углам вылета электрона, в (2)  $k \equiv k/Z^*$ ,  $q \equiv q/Z^*$ , тогда, согласно [7],  $q_0 = 2Z^*/v$ ,  $q_1 = 2Z/v$ .

Необходимо подчеркнуть, что используемый нами подход [7] справедлив только при  $Z \gg Z^*$ . Поэтому формулу (2) нельзя использовать при  $Z \leq Z^*$ , что отражается, в частности, в том, что при  $Z = Z^*$  имеем  $q_0 = q_1$ , и из (2) следует  $\sigma^{++} = 0$ . Хотя, конечно, сечение двойной ионизации при  $Z = Z^*$  не равно нулю и его необходимо рассчитывать каким-либо другим способом, применимым при  $Z \leq Z^*$ .

Отметим, что, как следует из (2), зависимость  $\sigma^{++}$  от  $Z$  и  $Z^*$  носит довольно сложный характер. Однако формально могут быть рассмотрены предельные случаи: 1)  $Z/v \ll 1$  (случай применимости борновского приближения), тогда при  $Z \gg Z^*$  в (2)  $q_0 \ll q_1 \ll 1$  и при малых  $q$  формфактор  $\varphi_k(q)$  ведет себя как  $q^2$  [9], в результате  $\sigma^{++}$  из (2) (при  $Z/v \ll 1$  и  $Z \gg Z^*$ ) оказывается прямо пропорциональным  $Z^4$  (такая же зависимость сечения двойной ионизации от заряда налетающего иона получается и в борновском приближении в рамках механизма пря-

ного удаления обонх электронов атома гелия полем налетающего иона); 2) при  $Z^* \rightarrow 0$  сечение (2) ведет себя как  $(Z^*)^{-2}$ , хотя казалось бы, что сечение не будет иметь особенностей при  $Z^* \rightarrow 0$ : ведь при получении (2) предполагалось, что связь электронов со своим ядром много меньше, чем с налетающим ионом. Причина такой особенности состоит в следующем: интегрирование в (2) по переданному импульсу  $q$  в пределах от  $q_0=2Z^*/v$  до  $q_1=2Z/v$  (напомним, что в (2)  $q \equiv q/Z^*$ ) соответствует (см. [7]) интегрированию по параметрам удара  $b$  в пределах от  $b_1=1/Z^*$  до  $b_0=Z/(Z^*)^2$ , таким образом, при  $Z^* \rightarrow 0$  происходит рост области интегрирования по параметру удара (в частности, растет площадь  $S=\pi b_0^2 - \pi b_1^2$ , причем  $S \sim \sim \pi Z^2/(Z^*)^4$  при  $Z^* \rightarrow 0$ ), что в сочетании с характерной зависимостью от  $Z^*$  (ср. [9]) фактора  $\varphi_k(q)$ , где  $q=q(b)$ , приводит к особенности  $(Z^*)^{-2}$  в сечении.

Т а б л и ц а 1

Энергия, МэВ/нуклон	Заряд иона	$\sigma^{++} \times 10^{16}$ см <sup>2</sup>	
		эксперимент	теория
1.4	6	0.276	0.252
1.4	15	2.91	2.73
1.4	18	4.50	4.05
1.4	20	5.41	5.06
1.4	36	16.0	17.0
1.4	37	16.8	17.9
1.4	44	23.0	26.4

В табл. 1 приведены экспериментальные данные [1] для сечения двойной ионизации атома гелия ударом быстрого многозарядного иона, а также теоретические результаты, полученные по формуле (2): стб. 1 — энергия налетающего иона, отнесенная к единице атомной массы; стб. 2 — заряд иона; стб. 3 — эксперимент [1], стб. 4 — наши результаты. В аналогичной

Т а б л и ц а 2

Энергия, МэВ/нуклон	Заряд иона	$\sigma^{++} \times 10^{16}$ см <sup>2</sup>	
		эксперимент	теория
0.64	5	0.340; 0.49	0.442
0.64	6	0.59; 0.64	0.737
0.64	8	— ; 1.32	1.50
1.00	8	— ; 1.06	0.911
1.44	5	0.107; 0.164	0.123
1.44	6	0.183; 0.221	0.239
1.44	7	— ; 0.34	0.392
1.44	8	— ; 0.45	0.576
2.26	5	— ; 0.101	0.056
2.26	6	— ; 0.120	0.119
2.26	7	— ; 0.189	0.209
2.26	8	— ; 0.31	0.325
2.31	5	0.052; —	0.0494
2.31	6	0.092; —	0.016

последовательности приведены данные и в табл. 2 с той разницей, что для экспериментальных  $\sigma^{++}$  (взятых из работы [10]) иногда приводятся два значения, первое из которых соответствует сечению двойной ионизации атома гелия ударом многозарядного иона углерода, а второе — ударом иона кислорода. Видно, что наши результаты систематически находятся в хорошем (учитывая простоту расчета) согласии с экспериментом, что подтверждает вывод работы [1] о преимущественном (при  $Z \geq 5$ ) прямом механизме возбуждения сложного атома полем многозарядного иона.

#### Список литературы

- [1] McGuier J. H., Müller A., Schuch S. et al. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 35. N 6. P. 2479—2483.  
 [2] Eichler J. // Phys. Rev. A. 1977. Vol. 15. N 5. P. 1856—1862.

- [3] Юдин Г. Л. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. Вып. 3. С. 1026—1037.  
 [4] McGuier J. H. // Phys. Rev. A. 1982. Vol. 26. N 1. P. 143—147.  
 [5] Crothers D. S. F., McCann S. H. // J. Phys. B. 1983. Vol. 16. N 17. P. 3229—3242.  
 [6] Salop A., Eichler S. // J. Phys. B. 1979. Vol. 12. N 2. P. 257—264.  
 [7] Мамеев В. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 6. С. 2021—2025.  
 [8] Мамеев В. И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 6. С. 1176—1177.  
 [9] Inokuti M. // Rev. Mod. Phys. 1971. Vol. 43. N 4. P. 347—397.  
 [10] Knudsen H., Andersen L. H., Hvelplund P. // J. Phys. B. 1984. Vol. 17. N 17. P. 3545—3564.

Ташкентский государственный университет  
им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию  
3 марта 1988 г.  
В окончательной редакции  
8 сентября 1988 г.

06; 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

## ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ InGaAs/GaAs ДЛЯ БЛИЖНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

Т. С. Бабушкина, Т. С. Кунцевич, В. А. Сычугов, А. Е. Тихомиров

Волноводные структуры InGaAs/GaAs в настоящее время вызывают значительный интерес исследователей. Это связано, с одной стороны, с тем, что в диапазоне длин волн 1.3—1.5 мкм потери на поглощение в этих полупроводниках наименьшие среди измеренных в группе  $A_{III}B_{IV}$ . С другой стороны, в пленках, выращенных путем молекулярно-лучевой эпитаксии или по МОС-гидридной технологии практически отсутствуют потери, связанные с рассеянием света. Так, например, в работе [1] сообщается о канальном волноводе  $In_{0.012}Ga_{0.988}As/GaAs$  с потерями на основной моде порядка 1.3 дБ/см на длине волны 1.15 мкм.

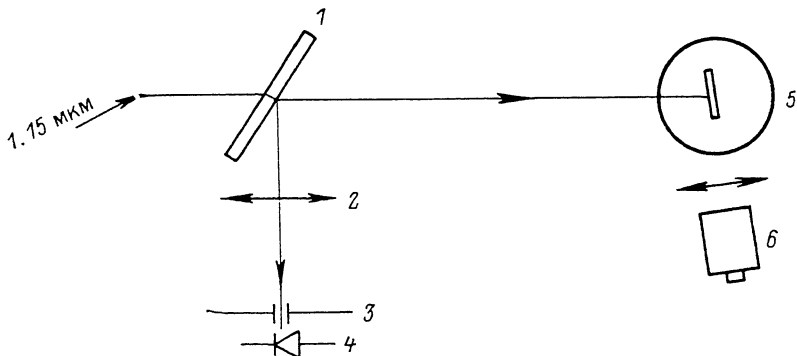


Рис. 1. Схема установки для измерения эффективных показателей преломления.

1 — светочувствительная пластина, 2 — линза ( $F=100$  мм), 3 — щель (шириной 10 мкм), 4 — германиевый фотодиод, 5 — поворотный столик с исследуемым образцом, 6 — электронно-оптический преобразователь.

Возможность варьировать содержание In в пленках позволяет изменять показатель преломления пленки. В работе [2] рассчитано изменение показателя преломления пленок InGaAs в зависимости от концентрации In для толщин, меньших критических толщин появления дислокаций, т. е. для толщин, существенно меньших тех, что необходимы для поддержания волноводных мод. Поэтому представляет интерес измерение показателя преломления пленок InGaAs с различным содержанием In для толщин пленок, намного превосходящих критические, а также определение потерь излучения в них.

В работе исследовались образцы InGaAs, выращенные МОС-гидридным методом на подложках GaAs (100) с содержанием In от 2.5 до 13 %.

Волновод возбуждался с помощью решетки с периодом  $\Lambda \sim 0.4$  мкм, полученной ионным травлением через маску — голографическую фоторезистивную решетку, нанесенную на поверхность образца. Волновой вектор решетки во всех случаях располагался перпендикулярно