

висимости от мощности питающей цепи и расстояния между электродами. Представляется возможным предполагать связь числа эмиссионных центров с числом спиц, подводящих энергию к кольцевому катоду от штока.

Список литературы

- [1] Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Лопатин В. В., Месяц Г. А. // Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск: Наука, 1974. С. 52—59.
- [2] Абрамян Е. А., Вассерман С. Б., Вотинцев В. Г. и др. // Тр. II Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. М.: Наука, 1972. С. 101—103.
- [3] Галстян Е. А., Казанский Л. П., Лоза М. И., Сильченко А. В. // Сильноточные электронные пучки и новые методы ускорения. М., 1985. С. 3—9.

Поступило в Редакцию
19 декабря 1988 г.

06; 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 2, 1990

© 1990 г.

ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Г. Д. Ивлев, В. Л. Малевич

Фазовым превращениям в поверхностных слоях полупроводников, происходящим под действием наносекундных импульсов лазерного излучения, посвящено значительное число работ [1, 2]. Достижения в этой области исследований свидетельствуют о корректности описания указанных превращений в рамках модели плавления, основывающейся на предположении о практически мгновенном, за единицы пикосекунд, выделении тепла при поглощении квантов лазерного излучения электронной подсистемой полупроводника. Наиболее полно исследовано воздействие наносекундных лазерных импульсов на кремний как кристаллический, так и аморфный. В то же время сложным полупроводникам уделено гораздо меньше внимания. Так, количество работ, где проводилось бы численное моделирование тепловых процессов, протекающих в соединениях $A^{III}B^V$ при наносекундном нагреве, крайне ограничено [3, 4].

Нами выполнены численное моделирование и экспериментальное исследование фазовых переходов в поверхностных слоях монокристаллического арсенида галлия, нагреваемых моноимпульсным излучением рубинового лазера.

В рамках тепловой модели нагрев, плавление и кристаллизацию полупроводника при импульсном облучении можно описать одномерным уравнением теплопроводности

$$\rho [C(T) + L\delta(T - T_m)] \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \alpha(T)(1 - R) I(t) \exp \left[- \int_0^x dx' \alpha(T) \right]$$

с начальными и граничными условиями

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad T(x \rightarrow \infty) = T(x, t=0) = \theta.$$

Здесь $T(x, t)$ — поле температур (ось x направлена в глубь полупроводника перпендикулярно его поверхности, где $x=0$), α и R — коэффициенты поглощения и отражения лазерного излучения, K — теплопроводность, T_m — температура плавления, C — удельная теплоемкость, ρ — плотность, θ — начальная температура, $I(t)$ — плотность потока лазерного излучения. Слагаемое с δ -функцией в левой части уравнения обеспечивает непрерывность теплового потока на межфазной границе с учетом выделения (поглощения) скрытой теплоты фазового перехода L .

Плавление GaAs, как известно [5], является переходом типа полупроводник—металл и сопровождается скачком теплофизических и оптических параметров в точке плавления. Это

учитывалось при формулировке тепловой задачи. Уравнение теплопроводности решалось методом конечных разностей на ЭВМ ЕС-1060 по алгоритму [6] с аппроксимацией формы лазерного импульса функцией $\sin^2(\pi t/2\tau_p)$, где $\tau_p=70$ нс — длительность импульса по уровню 0.5, $t=0 \dots 140$ нс. Были учтены температурные зависимости удельной теплоемкости [7] и теплопроводности [8] арсенида галлия в твердой фазе. Теплопроводность расплава взята равной 0.178 Вт/см·К — значение, полученное из данных по электропроводности [9]. Использованная температурная зависимость коэффициента поглощения излучения в твердой фазе была получена на основе известной [7] зависимости от T ширины запрещенной зоны GaAs. В расчетах использовались измеренные в эксперименте значения R на $\lambda=0.69$ мкм для твердого (0.34) и жидкого (0.58) GaAs. Величины L , T_m и α в расплаве взяты равными 730 Дж/г, 1511 К и 10^8 см $^{-1}$ соответственно. Корректность вычислений контролировалась по выполнению на заключительном этапе каждого расчета равенства между поглощенной

в полупроводнике энергии излучения и запасенной в нем тепловой энергии. Различие указанных энергий не превышало 5 %.

Из расчетных данных следует (рис. 1), что плавление арсенида галлия при малых энергиях облучения приходится по времени на задний фронт лазерного импульса, при

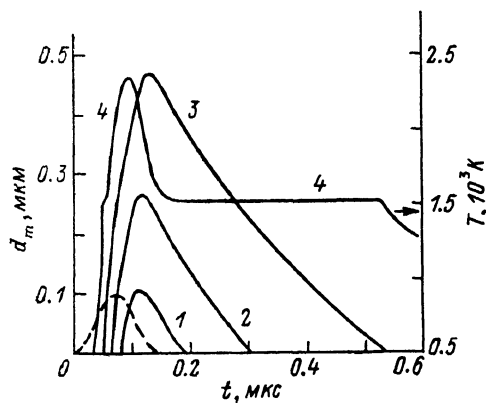


Рис. 1. Временные зависимости толщины расплавленного слоя (1—3) и температуры поверхности (4) арсенида галлия.

Плотность энергии лазерного облучения, Дж/см 2 : 1 — 0.5; 2 — 0.7; 3, 4 — 1. Штриховая кривая — форма лазерного импульса.

высокой плотности энергии $W=1$ Дж/см 2 оно начинается до достижения пиковой мощности падающего излучения, причем температура поверхности жидкой фазы по мере нагрева достигает значительного превышения над величиной T_m . В процессе остывания расплавленного слоя ($\sim 10^{10}$ К/с) его толщина еще возрастает (до 0.5 мкм), но затем начинает уменьшаться с одновременным ростом скорости кристаллизации до 1.7 м/с, после этого движение межфазной границы монотонно замедляется (0.9 м/с при выходе ее на поверхность) в связи с уменьшением градиента температуры в твердой фазе. При $W=0.5$ Дж/см 2 скорость кристаллизации составляет около 1.5 м/с.

Проведено сравнение расчетной и экспериментальной зависимостей времени существования расплава τ от плотности энергии облучения.

В эксперименте регистрировались осциллограммы отраженного от облучаемой поверхности зондирующего излучения с $\lambda=1.06$ мкм [10]. Диаметр зоны воздействия моноимпульса составлял 2.5 мм. Пластины GaAs (III) n -типа с концентрацией примеси $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$, прошедшие механическую и химическую полировку, облучались в интервале плотностей энергий $\sim 0.2 \dots 1.4$ Дж/см 2 . Соответствующая каждому значению W величина τ определялась по длительности пьедестала на временной зависимости отражения (рис. 2).

Из данных, представленных на рис. 3, следует, что экспериментальные точки зависимости $\tau(W)$ в основном лежат ниже расчетной кривой. Это несоответствие, наиболее заметное в области высоких значений W , когда расчетная температура поверхности расплава превышает в максимуме 2000 К, можно связать с погрешностью измерений величин τ и W , а также с погрешностью расчета. Однако необходимо обратить внимание на обстоятельство, учет которого в численном моделировании лазерного воздействия привел бы к уменьшению расчетных значений τ при достаточно больших превышениях W над порогом плавления. Имеются в виду энергозатраты на испарение атомов мышьяка и в меньшей степени галлия с поверхности расплавленного слоя. Судя по оценкам авторов [3], энергия, затраченная на испарение при $W \geq 1$ Дж/см 2 , может быть соизмерима с энергией поглощенного в полупроводнике лазерного излучения.

Следует отметить, что в [3] не учитывались температурные зависимости оптических и теплофизических параметров арсенида галлия, а также их изменение в точке плавления. Поэтому авторами [3] получены существенно меньшие значения времени существования расплава и максимальной температуры поверхности в сравнении с аналогичными данными наших расчетов.

Представляет интерес сравнить рассчитанные толщины переплавленной области с экспериментальными значениями толщины слоя, содержащего точечные дефекты кристаллической решетки, образующиеся в результате лазерного воздействия. По данным [11], полученным методом фотолюминесценции в сочетании с послойным травлением, толщина дефектной области изменяется от ~ 0.2 при плотности энергии облучения 0.8 Дж/см^2 до 0.5 мкм ($W \approx 1.6 \text{ Дж/см}^2$), что примерно в 2 раза меньше наших расчетных величин глубины проплавления. Отсюда можно заключить, что образование дефектов, ответственных за деградацию фотолюминесценции лазерно-модифицированных слоев арсенида галлия, не связано с быстрым (более 1 м/с)

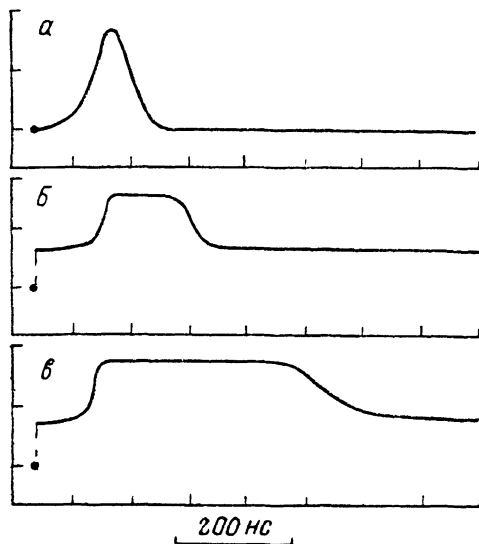


Рис. 2. Осциллограммы лазерного импульса (а), нагревающего поверхность арсенида галлия, и отраженного ею зондирующего излучения (б, в).

Плотность энергии облучения, Дж/см²: б — 0.6, в — 1.1.

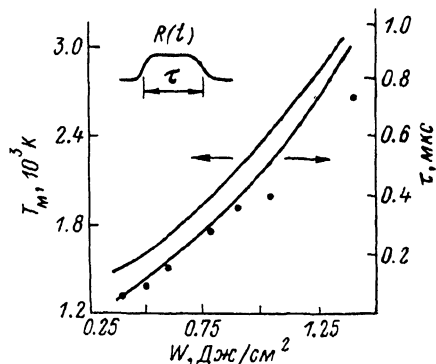


Рис. 3. Расчетные зависимости максимальной температуры (1) поверхности арсенида галлия и времени существования расплава (2) от плотности энергии облучения.

Точки — экспериментальные значения τ .

движением фронта кристаллизации при импульсном воздействии лазерного излучения, а обусловлено скорее всего нарушением стехиометрии из-за испарения определенного количества мышьяка во время существования жидкой фазы. В этой связи необходимо отметить, что именно диффузия мышьяка из низлежащих областей расплавленного слоя к поверхности является, согласно нашим оценкам, тем ограничивающим фактором, который определяет величину потерь данной компоненты полупроводника вследствие испарения.

Список литературы

- [1] Хайбуллин И. Б., Смирнов Л. С. // ФТП. 1985. Т. 19. Вып. 4. С. 569—591.
- [2] Карпов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 11. С. 1945—1969.
- [3] Wang Z. L., Saris F. W. // Phys. Lett. 1981. Vol. 83A. N 7. P. 367—370.
- [4] Белоножко А. Б., Емельянов В. И., Пайтан Г. А., Сумбатов А. А. // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1985. Т. 26. № 4. С. 67—73.
- [5] Глазов В. М., Чижевская С. Н., Глаголева Н. Н. Жидкие полупроводники. М.: Наука, 1967. 244 с.
- [6] Пилипович В. А., Малевич В. Л., Ислев Г. Д., Жидков В. В. // ИФЖ. 1985. Т. 48. № 2. С. 306—312.
- [7] Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев: Наукова думка, 1975. 704 с.
- [8] Охотин А. С., Пушкарский А. С., Горбачев В. В. Теплофизические свойства полупроводников. М.: Атомиздат, 1972. 200 с.
- [9] Jordan A. S. // J. Cryst. Growth. 1985. Vol. 71. N 3. P. 551—558.
- [10] Ivlev G. D., Malevich V. L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1987. Vol. 103. P. K87—K91.
- [11] Якимкин В. Н., Ушаков В. В., Гинпиус А. А. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 9. С. 1563—1568.