

ТВЕРДОФАЗНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ GaAs ПРИ ДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОРОГОВОЙ ПЛОТНОСТИ

А. Г. Дмитриев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 8.07.1992. Принята к печати 1.10.1992)

Определена температура поверхности кристаллов арсенида галлия при облучении импульсами лазера пороговой плотности, при которой происходит изменение морфологии полированной поверхности. Эта температура оказалась около 900 К, что значительно ниже температуры плавления арсенида галлия.

При определении температуры использована методика, основанная на изучении релаксации нестационарной проводимости облучаемого кристалла. При этом использовано то обстоятельство, что температура перехода от примесной проводимости к собственной, которая, как известно, определяется уровнем легирования, может рассматриваться в качестве реперной, а превышение ее в процессе облучения сопровождается появлением длинновременной составляющей на кривой релаксации нестационарной проводимости. Это позволило, используя набор кристаллов с различными концентрациями электронов, определить температуру на поверхности при интересующей плотности потока облучения.

1. Как известно, воздействие импульсного лазерного излучения приводит к изменению морфологии полированной поверхности полупроводников, в том числе и соединений $A^{III}B^V$.

В качестве причины этого явления для соединений указывают плавление полупроводника [1], разложение при температурах выше температуры плавления [2] и разложение при температурах ниже температуры плавления [3]. Последнее утверждение высказывалось в виде гипотезы, которая основывалась на том, что для соединений экспериментальные значения пороговых плотностей, при которых происходит изменения морфологии, в два-три раза меньше расчетных значений, при которых достигается температура плавления [4]. Кроме этого, в работе [3] сообщалось о попытке на основе измерений пороговой плотности и расчетов оценить максимальную температуру на поверхности кристалла к концу действия импульса облучения. Для InP, GaAs и InAs были получены температуры, значения которых меньше температур их плавления.

При проведении расчетов в работах [3, 4] предполагались конкретные механизмы взаимодействия полупроводника с лазерным излучением большой мощности, подтвердить или опровергнуть применимость которых в условиях реального эксперимента не представляется возможным.

Отдать предпочтение той или иной модели изменения морфологии поверхности соединений $A^{III}B^V$ можно только после непосредственного измерения температуры во время облучения, причем методика таких измерений должна быть свободна от предположений.

2. Такая методика может базироваться на использовании облучаемого кристалла одновременно и в качестве датчика температуры, информацию о которой получают по сигналу нестационарной электропроводности кристалла.

Действительно, если обратиться к особенностям зависимости электропроводности полупроводника от температуры, то следует обратить внимание на наличие

двух областей, в пределах каждой из которых эти зависимости сильно отличаются друг от друга. Так, в области примесной проводимости при полной ионизации примесей проводимость не зависит от температуры, а в области собственной проводимости экспоненциально растет с ее увеличением. Переход от примесной проводимости к собственной происходит в узком температурном интервале δT вблизи температуры T_i , когда оказывается, что собственная концентрация носителей n_i станет равной концентрации примесей $|N_d - N_a|$. Ширину этого интервала можно оценить, полагая, что при увеличении температуры на δT собственная концентрация возрастает на 20%, т. е. $\delta n_i \approx 0.2 \cdot n_i$. Учитывая, что $\delta n_i \approx dn_i = n_i \frac{E_g}{2kT_i} \frac{dT}{T_i}$, получим

$$\frac{\delta T}{T_i} \approx \frac{dT}{T_i} = \frac{0.4kT_i}{E_g}, \quad (1)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, k — постоянная Больцмана. Для арсенида галлия, например, при $T_i = 1000$ К $\delta T/T_i = 0.03$. Это означает, что температуру перехода к собственной проводимости T_i можно рассматривать как реперную, которая определяется уровнем легирования кристалла и может быть определена из условия:

$$|N_d - N_a| = n_i = AT_i^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (2)$$

где $A = 2 \left(\frac{2\pi k}{h^2}\right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/4}$, m_n и m_p — эффективные массы электронов и дырок соответственно.

Если при импульсном нагреве температура кристалла не превышает значения T_i , то проводимость его будет оставаться неизменной как в течение импульса, так и после него. Это приведет к тому, что нестационарная проводимость будет определяться только неравновесными носителями (фотопроводимость) и после окончания импульса облучения будет релаксировать с характерным временем τ_{ph} , определяемым временем жизни неравновесных носителей.

Если же при облучении температура превысит значение T_i , то нестационарная проводимость и ее релаксация будут определяться как неравновесными носителями (фотопроводимость), так и равновесными (термопроводимость). Характерное время релаксации термопроводимости τ_T определяется динамикой выравнивания температуры по кристаллу. Если характерные времена релаксации фотопроводимости и термопроводимости существенно отличаются друг от друга, и в частности если $\tau_T \gg \tau_{ph}$, релаксация проводимости будет содержать кроме быстрой компоненты (релаксация фотопроводимости) еще и длинновременную составляющую с характерным временем τ_T . Наличие длинновременной составляющей будет свидетельствовать о том, что в течение действия импульса облучения приповерхностные слои кристалла нагрелись до температуры, большей T_i .

3. Характерное время выравнивания температуры τ_T может быть оценено исходя из следующих соображений.

Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ в некотором сечении длинного стержня (при $x = 0$) мгновенно выделилась энергия плотностью q . Тогда в адиабатическом приближении распределение температуры по координате в различные моменты времени будет определяться выражением [5]

$$T(x, t) = \frac{q}{2\sqrt{\pi} c_p} \frac{1}{\sqrt{\lambda t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\lambda t}\right), \quad (3)$$

где c — удельная теплоемкость, ρ — плотность, λ — коэффициент температуропроводности полупроводника.

Значения температуры в некоторой точке x в последовательные моменты времени, разделенные промежутком Δt , будут связаны соотношением

$$T(x, t_2) \approx T(x, t_1) + \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{t=t_1} \Delta t. \quad (4)$$

Если за характерное время выравнивания температуры принять интервал Δt , за который температура уменьшается, допустим, в два раза, то

$$\tau_T \equiv \Delta t = \frac{t_1}{1 - \frac{x^2}{2\lambda t_1}}. \quad (5)$$

В условиях реального эксперимента выделение энергии происходит не мгновенно, а продолжается в течение времени действия импульса облучения (τ_j). В течение этого же времени происходят диффузия тепла в глубь кристалла и увеличение температуры приповерхностной области. Уменьшение температуры за счет отвода тепла из области тепловыделения происходит при $t > \tau_j$, поэтому можно принять $t_1 = \tau_j$. Тогда для точек вблизи области тепловыделения ($x \ll \ll \sqrt{2\lambda\tau_j}$) получим $\tau_T = \Delta t \approx \tau_j$. Этот результат, на первый взгляд, может показаться удивительным, так как показывает, что характерное время выравнивания температуры за счет теплопроводности кристалла не зависит от его теплофизических свойств.

По этой причине приведем другую оценку τ_T , базирующуюся на законе сохранения энергии, рассматривая так же адиабатическое выравнивание температуры за счет теплопроводности в одномерном случае.

Предположим, что на поверхности кристалла при $x = 0$ выделяется тепло в течение действия импульса τ_j . К моменту окончания импульса тепло продиффундирует вглубь на расстояние $L = \sqrt{\lambda\tau_j}$. При этом установится некоторое распределение температуры $T(x, \tau_j)$. Аппроксимируя его линейной функцией

$$T(x, \tau_j) = T(0, \tau_j) \left(1 - \frac{x}{\sqrt{\lambda\tau_j}} \right), \quad (6)$$

запишем выражение для запасенной тепловой энергии Q :

$$Q = 0.5c\rho ST(0, \tau_j) \sqrt{\lambda\tau_j}, \quad (7)$$

где S — площадь поперечного сечения кристалла.

Если, как и ранее, считать, что за время Δt температура на поверхности уменьшится в два раза и новое ее распределение по-прежнему аппроксимировать линейной функцией

$$\begin{aligned} T(x, \tau_j + \tau_T) &= T(0, \tau_j + \tau_T) \left(1 - \frac{x}{\sqrt{\lambda(\tau_j + \tau_T)}} \right) = \\ &= 0.5T(0, \tau_j) \left(1 - \frac{x}{\sqrt{\lambda(\tau_j + \tau_T)}} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

то запасенная энергия будет определяться соотношением

$$Q = 0.25c\rho ST(0, \tau_j) \cdot \sqrt{\lambda(\tau_j + \tau_T)}. \quad (9)$$

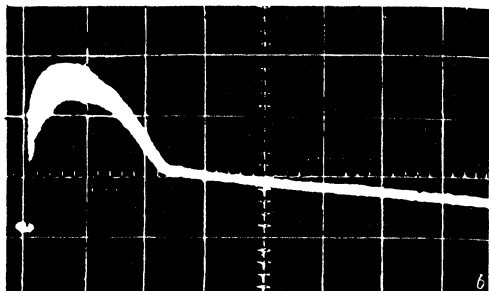
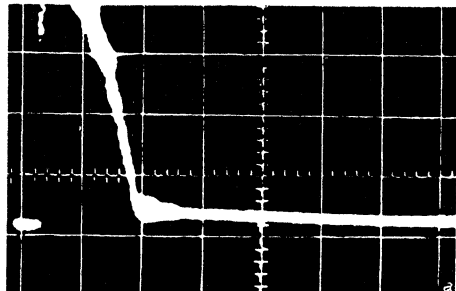


Рис. 1. Форма импульса нестационарной проводимости n -GaAs ($n = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) при интенсивностях облучения $E < E_{th}$; а) $E = 1 \text{ кВт/см}^2$; б) $E = 22 \text{ кВт/см}^2$.

Из равенства (7) и (9) получим $\tau_T = 3\tau_i$, что согласуется с приведенной ранее оценкой.

Таким образом, можно считать, что характерное время релаксации термopроводимости τ_T в условиях адиабатического выравнивания температуры не сильно отличается от длительности нагревания, т. е. $\tau_T = \tau_i$.

4. Рассмотренная методика использовалась для определения максимальных температур на поверхности эпитаксиальных слоев GaAs, выращенных на подложках полуизолирующего GaAs. Эпитаксиальные слои легировались теллуром в процессе роста до различных концентраций электронов от $1 \cdot 10^{14}$ до $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для таких слоев температура перехода к собственной проводимости уменьшается от 780 до 1500 К, т. е. до температуры плавления арсенида галлия.

Для облучения использовались одиночные импульсы лазера на YAG : Nd³⁺, длина волны 1.064 мкм, длительность импульса $\tau_i = 4 \text{ мс}$; плотность падающего на кристалл потока изменялась ступенчато без изменения накачки лазера, что гарантировало неизменность формы импульса. Кристалл включался в измерительную цепь, сигнал нестационарной проводимости регистрировался запоминающим осциллографом.

Форма импульса нестационарной проводимости зависела от интенсивности облучения и концентрации электронов в эпитаксиальном слое.

При интенсивности облучения меньше пороговой ($E < E_{th}$), при которой наблюдается изменение морфологии полированной поверхности (для GaAs $E_{th} = 32 \text{ кВт/см}^2$ [3]), независимо от концентрации электронов в эпитаксиальном слое форма импульса нестационарной проводимости совпадала с формой импульса облучения, который не отличался от представленного на рис. 1, а. При таких интенсивностях нестационарная проводимость определяется неравновесными носителями (фотопроводимость), время жизни которых в арсениде галлия, как известно, существенно меньше длительности использованных импульсов облучения. Отсутствие длинновременной составляющей свидетельствует о том, что в этих условиях максимальная температура в процессе облучения не превосходит значений T_i для исследованных кристаллов (780—1500 К).

При интенсивных облучениях, близких к пороговой, но меньших ее, форма импульса нестационарной проводимости различна для кристаллов с разной концентрацией электронов. Например, при $n = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ($T_i = 1500 \text{ К}$) она не отличается от формы импульса облучения вплоть до $E \approx E_{th}$, что свидетельствует о том, что при таких интенсивностях температура 1500 К не достигается, в то время как при концентрации $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($T_i = 780 \text{ К}$) появляется длинновременной «хвост» уже при $E = 0.6 E_{th}$, что свидетельствует о нагревании до 780 К при указанной интенсивности облучения.

После облучения серии кристаллов с разной концентрацией электронов было установлено, что при $E = (0.96 \div 0.98) E_{th}$ длинновременной хвост наблюдается

установлено, что при $E = (0.96 \div 0.98) E_{th}$ длинновременной хвост наблюдается

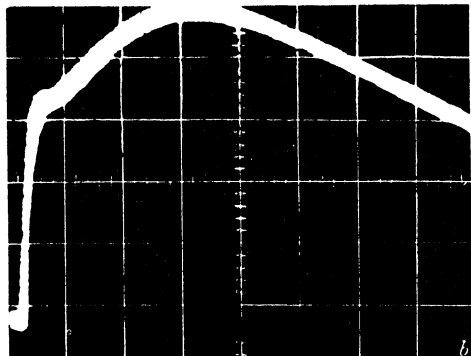
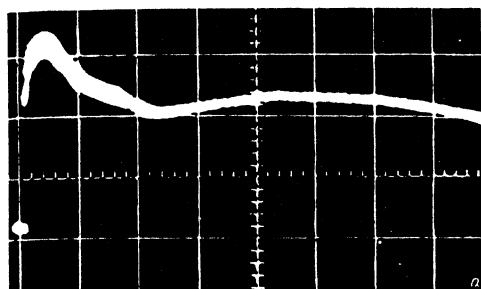


Рис. 2. Форма импульса нестационарной проводимости n -GaAs ($n = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при интенсивностях облучения $E < E_{th}$; а) $E = 35 \text{ кВт/см}^2$; б) $E = 60 \text{ кВт/см}^2$.

для кристаллов с $n < 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (при $n = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ $T = 900 \text{ К}$). Это означает, что изменение морфологии полированной поверхности арсенида галлия происходит при температуре не выше 900 К , что значительно ниже температуры плавления и, следовательно, не связано с плавлением кристалла, а связано с его разложением в твердой фазе.

Отметим, что полученное значение максимальной температуры меньше значения, полученного в [3], что вполне естественно, т. к. в [3] при расчетах не учитывалось возрастание коэффициента отражения в два-три раза во время действия импульса облучения, на что указывали авторы [3].

При интенсивностях облучения $E > E_{th}$ форма импульса нестационарной проводимости меняется качественным образом (рис. 2). После прекращения действия импульса облучения ($t > 4 \text{ мс}$) появляется участок с возрастающей во времени проводимостью. По-видимому, это связано с тем, что при таких интенсивностях разложение соединения сопровождается преимущественным улетом легколетучей компоненты (мышьяка) и образованием жидкой фазы металла (галлия) [6], а при еще больших интенсивностях (рис. 2, б) — образованием жидкой фазы соединения. При остывании такой системы происходит выделение скрытой теплоты фазового перехода, за счет которой и происходит увеличение проводимости в течение некоторого времени. Оценки энергетического баланса указанных процессов подтверждают их реальность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю. В. Ковальчук, Ю. В. Погорельский. ФТП, 20, 1945 (1986).
- [2] T. de Jong, Z. L. Wang, F. W. Saris. Phys. Lett., A90, 147 (1982).
- [3] К. К. Джаманбалин, А. Г. Дмитриев, Э. Н. Сокол-Номоконов, Ю. И. Уханов. Физика и химия обраб. материалов, вып. 2, 20 (1990).
- [4] J. R. Meyer, M. R. Krueger, F. J. Bartoli. J. Appl. Phys., 51, 5513 (1980).
- [5] А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М. (1952).
- [6] Н. Г. Джумамухамбетов, А. Г. Дмитриев. Письма ЖТФ, 17, 21 (1991).

Редактор В. В. Чалдышев