

Структурные переходы в GaAs в течение лазерного импульса длительностью 100 фс

С.И.Кудряшов, В.И.Емельянов

Впервые экспериментально показано, что накачка образца GaAs лазерным импульсом длительностью 100 фс приводит в течение импульса к плазменно-индуцированному схлопыванию запрещенной зоны и «холодному» плавлению материала.

Ключевые слова: полупроводники, электрон-дырочная плазма, фемтосекундные лазерно-индуцированные структурные переходы, схлопывание запрещенной зоны.

В работе [1] нами сообщалось об экспериментальном наблюдении явлений плазменно-индуцированного схлопывания запрещенной зоны и «холодного» плавления образца Si(100) за время действия лазерного импульса накачки длительностью 100 фс. Для GaAs была теоретически предсказана аналогичная возможность такого сверхбыстрого «холодного» плавления и структурных переходов в новые кристаллические фазы [2–4], не реализованная, по нашим данным, до сих пор.

Для исследования лазерно-индуцированных структурных переходов в GaAs мы использовали стандартную фемтосекундную лазерную установку Института лазерной и плазменной физики Университета г. Эссен (Германия) с генератором и усилителями (регенеративным и многопроходным) на кристаллах сапфира, аналогии которой описаны в работе [5]. Выходное лазерное излучение имело длину волны 800 нм (первая гармоника (ПГ) ω), длительность импульса гауссовой формы по полувысоте $\tau \approx 100$ фс, энергию импульса (ТЕМ₀₀-мода) до 1.5 мДж, частоту следования импульсов 10 Гц, относительную амплитуду паразитных импульсов менее 5–7%.

Поляризованное (s или p) фокусированное излучение ПГ накачки в виде одиночных импульсов, выделявшихся синхронизованным электронно-механическим прерывателем, направлялось под углом 45° на мишень из легированного GaAs(100), перемещавшуюся после каждого импульса. Энергия зеркально-отраженного излучения измерялась с помощью пироэлектрического детектора при разных энергиях падающего излучения.

Измеренные зависимости коэффициентов самоотражения излучения накачки R_s^ω и R_p^ω от энергии импульса накачки были обработаны с целью устранения их пространственного усреднения вследствие неоднородности распределения F в световом пятне моды ТЕМ₀₀ на мишени. Полученные коэффициенты R_{1s}^ω и R_{1p}^ω даны на рис. 1 как функции эффективной (интегральной за импульс) плотности энергии накачки $F_{\text{eff}} = (1 - R_{1s,p}^\omega)F$, что позво-

лило соотнести их участки, отвечающие одинаковым условиям возбуждения образца.

В результате «самовоздействия» лазерного излучения [6, 7], заключающегося в изменении оптических характеристик полупроводника в течение лазерного импульса накачки, коэффициенты $R_{1s}^\omega(F_{\text{eff}})$ и $R_{1p}^\omega(F_{\text{eff}})$ являются усредненными по времени в пределах импульса ПГ. Для устранения этого усреднения кривые были подвергнуты дополнительной графической обработке (временному T -преобразованию) в соответствии с выражениями

$$R_{1s,p}^\omega(F_{\text{eff}}) = \int_{F_{\text{eff}1}}^{F_{\text{eff}2}} R_{2s,p}^\omega(F') dF' \left[\int_{F_{\text{eff}1}}^{F_{\text{eff}2}} dF' \right]^{-1}, \quad (1)$$

$$R_{2s,p}^\omega(F_{\text{eff}}) = R_{1s,p}^\omega(F_{\text{eff}}) + \frac{dR_{1s,p}^\omega(F_{\text{eff}})}{dF_{\text{eff}}} F_{\text{eff}}, \quad (2)$$

где R_{2s}^ω и R_{2p}^ω – «истинные» коэффициенты отражения образца для мгновенного $F_{\text{eff}}(t)$, представляющего собой интеграл интенсивности излучения за время t в течение лазерного импульса; а $F_{\text{eff}1}$ и $F_{\text{eff}2}$ – границы диапазона интегрирования, для которого справедливо преобразование. Заметим, что преобразование зависимостей R_{1s}^ω и R_{1p}^ω от F_{eff} согласно (1), (2) предполагает нестационарность оптического возбуждения GaAs, когда в кинетическом уравнении для плотности электрон-дырочной плазмы (ЭДП) можно пренебречь диффузионным и рекомби-

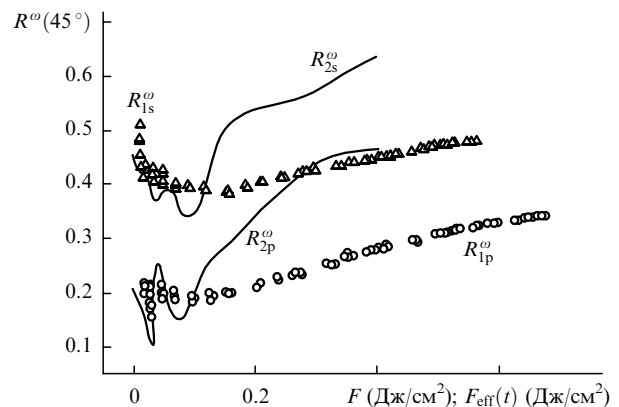


Рис. 1. Зависимости коэффициентов самоотражения GaAs $R_{1s}^\omega(F)$, $R_{1p}^\omega(F)$, $R_{2s}^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ и $R_{2p}^\omega(F_{\text{eff}}(t))$.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; тел.: 733 78 09; e-mail: emel@em.msk.ru; sergeikudryashov@chat.ru

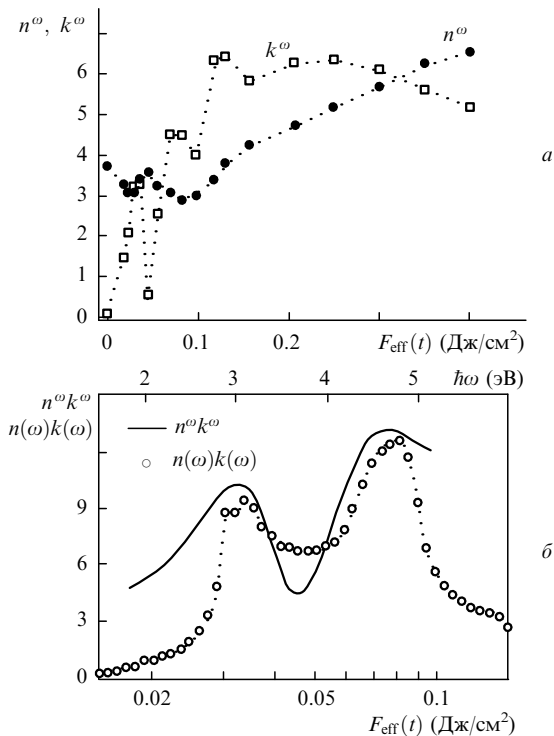


Рис.2. Зависимости действительной (n^ω) и мнимой (k^ω) частей показателя преломления GaAs от $F_{\text{eff}}(t)$ (а), а также произведения $n^\omega k^\omega$ от $F_{\text{eff}}(t)$ для возбужденного GaAs и $n(\omega)k(\omega)$ для невозбужденного материала от энергии кванта $h\omega$ (б).

национальным вкладами. Условия применимости этого приближения обсуждались нами в работе [1].

Зависимости $R_{2s}^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ и $R_{2p}^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ имеют в области малых $F_{\text{eff}}(t)$ (менее 0.2 Дж/см^2) два отчетливых минимума при $0.02-0.03$ и $0.06-0.08 \text{ Дж/см}^2$. Заметим, что в полупроводниках наличие одного минимума и последующего роста линейного отражения с увеличением F неоднократно наблюдалось экспериментально и объяснялось достижением края плазменного отражения [6, 8]. Однако полученное в настоящей работе разрешение двух минимумов для зависимостей $R_{2s}^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ и $R_{2p}^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ позволяет предложить новую интерпретацию этих особенностей. Для этого с использованием данных зависимостей по формулам Френеля были рассчитаны оптические константы n^ω и k^ω возбужденного GaAs (рис.2,а). Согласно зависимостям $n^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ и $k^\omega(F_{\text{eff}}(t))$, два минимума кривых $R_{2s}^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ и $R_{2p}^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ отвечают двум интенсивным полосам линейного поглощения, поскольку для $F_{\text{eff}}(t) = 0.02-0.1 \text{ Дж/см}^2$ можно пренебречь двухфотонным поглощением и поглощением на свободных носителях, которые меньше остаточного поглощения между пиками $k^\omega(F_{\text{eff}}(t))$.

Учитывая плазменно-индуцированный «красный» сдвиг спектра линейного поглощения полупроводников при высоких плотностях ЭДП [9, 10], можно предположить, что в настоящей работе в течение импульса накачки длительностью 100 фс зарегистрированы обе полосы (E_1 и E_2) межзонных переходов $L_3' \rightarrow L_1$ и $X_4 \rightarrow X_1$ в GaAs с максимумами соответственно при 3.0 и 4.75 эВ [11]. Этот сдвиг спектра, отвечающий схлопыванию за-

прещенной зоны в GaAs, был ранее установлен в [9] для задержек пробного импульса более 0.3 пс, причем длительность процесса уменьшалась с ростом F .

Хотя в настоящей работе отмечается хорошее соответствие ε_1^ω и ε_2^ω для возбужденного GaAs, рассчитанных с использованием зависимостей $n^\omega(F_{\text{eff}}(t))$ и $k^\omega(F_{\text{eff}}(t))$, аналогичным данным из работ [9, 10], была проведена независимая проверка предположения о схлопывании запрещенной зоны в GaAs и «красном» сдвиге его полос E_1 и E_2 : произведение $n^\omega k^\omega$ для возбужденного образца (рис.2,б) сравнивалось с произведением $n(\omega)k(\omega)$ для невозбужденного образца (спектральные зависимости $n(\omega)$ и $k(\omega)$ были взяты из работы [11]). Хорошее согласие кривых по амплитуде и положению максимумов дает качественное подтверждение гипотезы «красного» сдвига.

При $F_{\text{eff}}(t) \geq 0.12 \text{ Дж/см}^2$ GaAs переходит в состояние, характеризующееся $n^\omega(0.12 \text{ Дж/см}^2) \approx 3.4$, $k^\omega(0.12 \text{ Дж/см}^2) \approx 6.3$ (рис.2,а). Данные значения близки к оптическим постоянным равновесной жидкой фазы $l\text{-Si}$: $n(1.5 \text{ эВ}) = 3.3$, $k(1.5 \text{ эВ}) = 5.7$ [12] (аналогичные данные для фазы $l\text{-GaAs}$ нам неизвестны). Это означает, что в GaAs происходит сверхбыстрое нетермическое плавление в течение лазерного импульса накачки. Дополнительным подтверждением этого является хорошее согласие порога образования данной фазы $F_{\text{eff}}(t) \approx 0.12 \text{ Дж/см}^2$ и порога нетермического плавления материала, приведенного в работе [13] ($F \approx 0.15 \text{ Дж/см}^2$ на длине волны излучения накачки 620 нм для субпикосекундных задержек пробного импульса).

Таким образом, полученные в настоящей работе экспериментальные данные предполагают возможность сверхбыстрого (в течение лазерного импульса длительностью 100 фс) плазменно-индуцированного «красного» сдвига полос линейного поглощения и «схлопывания» запрещенной зоны GaAs по кристаллографическим направлениям [111] и [100] с последующим образованием «холодной» металлической жидкой фазы.

Авторы выражают признательность Д. фон дер Линде, К.Соколовски-Тинтену и В.В.Темнову – за помощь в организации и проведении экспериментов, а также Немецкой службе академических обменов – за поддержку работы (стипендия 1999–2000 гг. для С.И.Кудряшова).

1. Кудряшов С.И., Емельянов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **73**, 263 (2001).
2. Копаев Ю.В., Меньяйленко В.В., Молотков С.Н. *ФТТ*, **27**, 3288 (1985).
3. Емельянов В.И., Бабак Д.В. *ФТТ*, **41**, 1462 (1999).
4. Stampfli P., Bennemann K.H. *Phys.Rev.B*, **42**, 7163 (1994).
5. Rulliere C. (ed.). *Femtosecond laser pulses: principles and experiments* (Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1998).
6. Shank C.V., Yen R., Hirliman C. *Phys.Rev.Letts*, **50**, 454 (1983).
7. Govorkov S.V., Emel'yanov V.I., Shumay I.L. *Laser Physics*, **2**, 77 (1992).
8. Sokolowski-Tinten K., von der Linde D. *Phys.Rev.B*, **61**, 2643 (2000).
9. Glezer E.N., Siegal Y., Huang L. et al. *Phys.Rev.B*, **51**, 6959 (1995).
10. Huang L., Callan J.P., Glezer E.N., Mazur E. *Phys.Rev.Letts*, **80**, 185 (1998).
11. Palik E.D. (ed.). *Handbook of optical constants of solids* (Orlando, Academic Press, 1985).
12. Шварев К.М., Баум Б.А., Гельд Н.В. *ФТТ*, **16**, 3246 (1974).
13. Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Boing M. et al. *Phys.Rev.B*, **58**, 11805 (1998).