

УДК 621.315.592

©1995

КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТОК В AgGaSe_2 ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А.А.Бугаев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 3 апреля 1995 г.)

Приведены результаты исследований кинетики затухания светоиндуцированных решеток в AgGaSe_2 , возбуждаемых за счет двухфотонного поглощения пико-секундного лазерного импульса. Показано, что основной вклад в процесс затухания решетки с периодом $\geq 25 \mu\text{m}$ обеспечивает излучательная межзонная рекомбинация фотовозбужденных носителей, в то время как вклад процесса диффузии носителей пренебрежимо мал.

Среди большого разнообразия полупроводниковых материалов тройные полупроводниковые соединения типа 136_2 и 245_2 рассматриваются как наиболее перспективные среды для нелинейно-оптического преобразования угловых и спектральных частот излучения в ближнем и среднем ИК-диапазонах спектра $[1-5]$. Вместе с тем оптическая нелинейность этих соединений вблизи края поглощения также представляет интерес с точки зрения их использования в устройствах четырехволнового смешения, бистабильных оптических элементах и др. $[6,7]$. Сдерживающим фактором в этом направлении является отсутствие данных о величине диффузии и рекомбинации (излучательной и безызлучательной) свободных носителей $[8]$, которые определяют характерный масштаб времен оптического нелинейного отклика полупроводника при резонансном возбуждении. Настоящая работа посвящена исследованию кинетики затухания светоиндуцированных решеток различного пространственного периода в AgGaSe_2 (136_2), возбуждаемых за счет двухфотонного поглощения, с помощью которых возможно оценить величины амбиполярной диффузии и времени жизни свободных носителей.

Суть метода светоиндуцированных решеток, подробно изложено в публикациях $[9-11]$, заключается в том, что при выполнении ряда специальных условий эксперимента время жизни решетки, образованной пространственной модулирующей избыточной концентрации свободных носителей, определяется коэффициентом амбиполярной диффузии

D и временем рекомбинации этих носителей τ_r . Это утверждение можно проиллюстрировать с помощью одномерного уравнения диффузии

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = -\frac{n(x, t)}{\tau_r} + D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2}, \quad (1)$$

которое при начальном условии, отвечающем случаю однородного по толщине возбуждения полупроводниковой пластины пространственно-периодичным (период Λ) импульсным излучением

$$n(x, t) = (N(x) - N_0)/N_0 = \cos(2\pi x/\Lambda), \quad (2)$$

имеет решение вида

$$n(x, t) = \cos(2\pi x/\Lambda) \exp \left[-(4\pi^2 D \Lambda^{-2} + \tau_r^{-1})t \right], \quad (3)$$

где N_0 — концентрация свободных носителей в отсутствие возбуждения полупроводника, τ_r — коэффициент линейной рекомбинации, $D = 2D_e D_h / (D_e + D_h)$ — коэффициент амбиполярной диффузии неравновесных носителей.

Нелинейный отклик изменения комплексной диэлектрической проницаемости полупроводника ниже края поглощения при умеренных уровнях концентрации фотовозбужденных носителей может рассматриваться как Друде-Лоренцово изменение показателя преломления [12], в результате которого, согласно (3), возникает светоиндуцированная затухающая дифракционная решетка. Удовлетворяя условиям дифракции Рамана-Ната [13], нетрудно показать, что дифракционная эффективность η тонкой фазовой решетки затухает во времени по экспоненциальному закону $\eta(\tau) \propto \exp(-2\Gamma\tau)$, где $\Gamma = 4\pi^2 D \Lambda^{-2} + \tau_r^{-1}$. Таким образом, измерение зависимости $\Gamma(\Lambda^{-2})$ дает возможность определить величины D и τ_r по углу ее наклона к оси абсцисс (D) и точке пересечения с осью ординат (τ_r).

Необходимо отметить, что упрощенная запись уравнения (1), отвечающая приближению слабого электрического поля и отсутствию поверхностной рекомбинации, в общем случае может служить причиной появления ошибки в измерении константы затухания 2Γ . Наиболее простым способом уменьшения этой ошибки, очевидно, является верификация экспоненциальной зависимости $\exp(-2\Gamma\tau)$ в диапазоне нескольких порядков изменения η и τ , однако это, как правило, недостижимо в условиях реального эксперимента.

Эксперименты были выполнены с использованием одиночного лазерного импульса от генератора с пассивной синхронизацией мод, который на основной длине волны $\lambda_0 = 1.08 \mu\text{m}$ ($\text{YAl}_2\text{O}_3:\text{Nd}^{3+}$) обеспечивал длительность импульса по полувысоте 40 пс. Благодаря однопроводовому усилителю энергия одиночного импульса на выходе лазерной установки составляла 5–7 мдж. Возбуждение и зондирование полупроводниковой пластины осуществлялись по традиционной схеме [9–11, 14], в которой два возбуждающих импульса (интенсивность I_e) с нулевой временной задержкой между ними индуцировали в образце пространственно-периодичную решетку показателя преломления (период $\Lambda = \lambda_0/2 \sin \vartheta$, 2ϑ — угол между направлениями распространения

этих импульсов), а третий, зондирующий, импульс ($I_p, I_e : I_p = 24$) дифрагировал на этой решетке при переменной задержке τ между ним и возбуждающими импульсами. Диаметр области возбуждения и зондирования составлял 2 мм. Для исключения когерентной связи зондирующего импульса с возбуждающими его плоскость поляризации была ориентирована ортогонально. Измерения величины дифракционной эффективности η производились с помощью счетно-анализирующего комплекса, который регистрировал отношение энергии зондирующего импульса в первом порядке дифракции к падающей энергии. Значение η определялось по среднеарифметической величине серии из пяти импульсов при заданном интервале изменения накачки $\pm 0.05 I_e$. Концентрация фотовозбужденных носителей в максимуме светоиндуцированной решетки оценивалась по найденной нами величине коэффициента двухфотонного поглощения (25 см/GW) и составляла $\simeq 5 \cdot 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Пластина высокоомного AgGaSe_2 ($\rho > 10^{10} \Omega \cdot \text{см}$) толщиной 100 $\mu\text{м}$ с полированными поверхностями была вырезана из заготовки, выращенной по методу Бриджмена. Предварительно для улучшения оптических свойств кристалла AgGaSe_2 заготовка в отпаянной ампуле подвергалась высокотемпературному отжигу (700°C) в течение 100 ч. Оптическая ось C кристалла была ориентирована нормально поверхности. Измерения линейных оптических свойств показали, что ниже края поглощения AgGaSe_2 ($E_g = 1.82 \text{ eV}$) на длине волны 1.08 $\mu\text{м}$ коэффициент поглощения равен 0.8 см^{-1} . Таким образом, можно полагать, что возбуждение AgGaSe_2 на длине волны 1.08 $\mu\text{м}$ ($h\omega = 1.18 \text{ eV}$) преимущественно осуществляется за счет двухфотонного межзонного перехода.

Период светоиндуцированной решетки Λ (или угол 2ϑ) варьировался в пределах, определяемых неравенством Клейна [13] $2\pi \lambda d/n\Lambda^2 < 0.5$, и был выбран равным последовательно 25, 40, 70 и 100 $\mu\text{м}$. Изменение угла между возбуждающими импульсами достигалось с использованием схемы интерферометра Маха-Пандера. Дальнейшее увеличение периода Λ было ограничено падением дифракционной эффективности решетки за счет уменьшающегося числа интерференционных полос в области засветки зондирующего импульса.

Типичная зависимость $\eta(\tau)$ для периода $\Lambda = 25 \mu\text{м}$ и аппроксимация по методу наименьших квадратов приведены на рис. 1, из которого видно, что затухание светоиндуцированной решетки подчиняется простому экспоненциальному закону, как это и предполагалось при выводе (3). Результаты измерения константы затухания 2Γ при различном периоде решетки представлены на рис. 2 и показывают, что в пределах точности измерений линейная зависимость $2\Gamma = 8\pi^2 D/\Lambda^2 + 2/\tau$, практически параллельна оси абсцисс. Это означает, что в допустимом для данной толщины образца диапазоне изменения Λ константа $2/\tau$ значительно превосходит линейный член с коэффициентом пропорциональности D , величину которого весьма приблизительно можно определить равной $D \simeq 4 \text{ см}^2/\text{с}$. К сожалению, ограниченный набор характеристик AgGaSe_2 [8] не позволяет выполнить сравнительный анализ величины диффузии, полученной методом светоиндуцированных решеток, с результатами ее измерений, например, транспортным методом. Можно только отметить, что малая величина коэффициента диффузии D хорошо коррелирует с низким значением подвижности носителей 1362

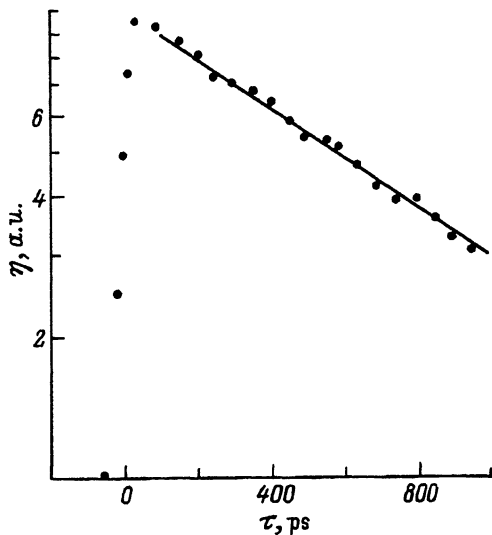


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности η (произв. ед.) решетки с периодом $\Lambda = 25 \mu\text{m}$ от временной задержки τ .

Результат численной подгонки $2\Gamma = 11.2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$.

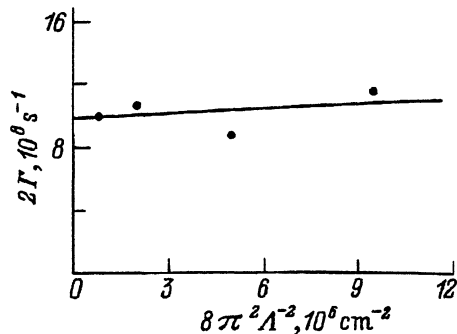


Рис. 2. Зависимость константы затухания светоиндуцированной решетки 2Γ от ее пространственного периода $8\pi^2\Lambda^{-2}$.

Прямая линия — результат линейной аппроксимации.

полупроводников ($\mu \propto 5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ [15]), однако из-за низкой для данного случая точности метода она должна рассматриваться лишь как первое приближение, нуждающееся в дополнительном уточнении.

В свою очередь малость величины D означает, что затухание светоиндуцированной решетки преимущественно происходит за счет рекомбинации свободных носителей. Время рекомбинации τ_r определяется точкой пересечения оси ординат рис. 2, которая дает $\tau_r \leq 2 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. Полученная величина τ_r хорошо соответствует времени излучательной рекомбинации $\tau_r \leq 10^{-9} \text{ s}$, найденному в [16] при двухфотонном возбуждении AgGaSe_2 пугом пикосекундных импульсов с энергией кванта 1.7 eV . Следовательно, время жизни светоиндуцированной решетки в AgGaSe_2 с периодом $\Lambda \geq 25 \mu\text{m}$ главным образом определяется временем излучательной межзонной рекомбинации неравновесных носителей и не превышает 2 ns .

Автор выражает признательность Б.П.Захарчене за интерес и поддержку работы, а также Г.К.Аверкиевой и В.Д.Прочухану за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] Boyd G.D., Gundrud W.B., Buehler E. Appl. Phys. Lett. **18**, 6, 446 (1971).
- [2] Boyd G.D., Kasper H.M., McFee J.M., Storz F.G. IEEE J. Quant. Electron. **QE-8**, 12, 900 (1972).
- [3] Byer R.L., Kildal H., Feigelson R.S. Appl. Phys. Lett. **19**, 4, 237 (1971).
- [4] Kildal H., Mikkelsen J.C. Opt. Commun. **10**, 3, 306 (1974).
- [5] Byer R.L., Choy M.M., Herbst R.L., Chemla D.S., Feigelson R.S. Appl. Phys. Lett. **24**, 2, 65 (1974).

- [6] Claude M.L., Chase L.L., Hulin D., Mysyrowicz A. In: *Optical Nonlinearities and Instabilities in Semiconductors* / Ed. H.Haug. Boston, N.Y., London, Tokyo (1988). P. 217-238.
- [7] Proc. of the Intern. Conf. on Optical Nonlinearity and Bistability of Semiconductors. Phys. Stat. Sol. (b) **150**, 2, 337 (1988).
- [8] Landolt-Bornstein. *Semiconductors: Physics of Ternary Semiconductors* / Ed. O.Madelung, M.Schulz and H.Weiss. Berlin (1985). V. 17.
- [9] Woerdman J.P. Phys. Lett. **A32**, 3, 305 (1970).
- [10] Jarasiunas K., Gerritsen H.J. Appl. Phys. Lett. **33**, 5, 190 (1978).
- [11] Smirl A.L., Moss S.C., Lindle J.R. Phys. Rev. **B25**, 4, 2645 (1982).
- [12] Bugayev A. Opt. and Quant. Electron. **22**, 3, 485 (1990).
- [13] Klein W.R., Cook B.D. IEEE Trans. Sonics Ultrason. **SU-14**, 123 (1967).
- [14] Bergner H., Bruckner V., Supianek M. IEEE J. Quant. Electron. **QE-22**, 8, 1306 (1986).
- [15] Shay J.L., Wernick J.H. *Ternary Chalcopyrite Semiconductors*. Pergamon Press (1975). P. 386.
- [16] Miller A., Ash G.S. Opt. Commun. **33**, 3, 297 (1980).