

## Длинноволновый край спектра излучения горячей электронно-дырочной плазмы в фотовозбужденном арсениде индия

© Э. Шатковскис<sup>†</sup>, А. Чеснис

Вильнюсский технический университет им. Гедиминаса,  
2040 Вильнюс, Литва

(Получена 27 октября 2003 г. Принята к печати 4 ноября 2003 г.)

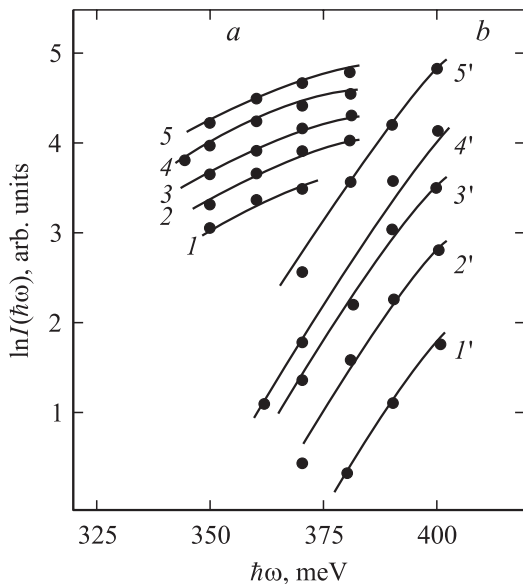
Исследован длинноволновый край спектра излучения фотовозбужденной горячей электронно-дырочной плазмы, возбуждаемой импульсами неодимового лазера в арсениде индия. Экспериментально показано, что практически экспоненциальная форма длинноволнового края спектра не меняется в исследованном интервале мощностей возбуждения до  $1-2 \text{ МВт/см}^2$ . Сохранение неизменным показателя экспоненты показывает, что заполнение состояний  $LO$ -фононов при росте мощности возбуждения меняется несущественно, т.е. ансамбль  $LO$ -фононов еще не „разогревается“. Определена „температура“ фононов и показано, что она повторяет температуру кристаллической решетки. Отсутствие разогрева фононов объясняется сильным  $e-h$  взаимодействием и экранированием  $LO$ -рассеяния энергии электронов.

При возбуждении полупроводников мощным излучением лазера наблюдаются многие неравновесные процессы, обусловленные большой плотностью и избыточной энергией фотовозбужденной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) [1–3]. В последнее время много внимания уделяется неравновесным процессам и в системе фононов. Эксперименты, выполненные на широкозонных полупроводниках, показали, что при возбуждении в них ЭДП мощным лазерным светом разогрев электронов сопровождается неравновесным переполнением состояний фононов, обычно именуемый разогревом фононов. Заметный резонанс исследования этого явления получили после того, когда было установлено, что неравновесный разогрев фононов вызывает существенное замедление скорости потерь энергии фотовозбужденной ЭДП. Вызванное этим значительное увеличение времени энергетической релаксации фотовозбужденных электронов наблюдалось во многих широкозонных полупроводниках [1–9].

Впервые разогрев фононов был обнаружен при исследовании комбинационного рассеяния света путем сравнения интенсивности стоксовой и антистоксовой компонент [7–9]. При экстремальных условиях, когда плотность мощности возбуждающего полупроводник лазерного излучения составляет  $\text{ГВт/см}^2$ , заселение состояний в системе фононов может увеличиться в десятки раз, а эквивалентная „температура“ фононов достигала  $3700 \text{ К}$  при температуре кристаллической решетки  $290 \text{ К}$  [9]. Кроме комбинационного рассеяния горячие фононы существенно сказываются на излучении ЭДП, формируя длинноволновый край спектра межзонного рекомбинационного излучения, наподобие правила Урбаха для края собственного поглощения в полупроводнике. В этом случае разогрев фононов проявляется через экспоненциальный спад длинноволнового края полосы излучения. Крутизна длинноволнового края уменьшается по мере увеличения температуры фононов с ростом интенсивности возбуждения [10–11]. Достаточно полные

данные по исследованию эффекта горячих фононов в излучении ЭДП имеются для широкозонных полупроводников [1–13]. Что касается фотовозбужденной плазмы носителей заряда в арсениде индия и других узкозонных полупроводниках, то для них такие результаты отсутствуют. Как на одну из причин, можно указать на то, что излучение узкозонных полупроводников лежит в экспериментально более труднодоступной инфракрасной спектральной области. Имеются, однако, работы по исследованию неравновесных фононов в несколько иных условиях. Так, в работах [14,15] исследована динамика разогрева электронов при внутризонном поглощении ими излучения в арсениде индия  $n$ -типа. Возбуждение в зоне и времяразрешенное зондирование электронов осуществлялось импульсами излучения той же длины волны различной интенсивности. Показано, что при температуре решетки  $70 \text{ К}$  и ниже с ростом температуры электронного газа поглощение свободными электронами увеличивается и что за это ответственны возникающие неравновесные фононы. Время энергетической релаксации электронов при этом увеличивается несущественно. При комнатной температуре вклад неравновесных фононов в поглощение по сравнению с равновесными определен как незначительный. В работе [16] исследована динамика рамановского рассеяния также в арсениде индия  $n$ -типа. Показано, что в арсениде индия динамика комбинационного рассеяния света объяснима в рамках модели, учитывающей наличие бокового  $L$  минимума зоны проводимости. При этом генерация неравновесных фононов притормаживается сравнительно большим временем междолинных  $L$ – $\Gamma$ -переходов электронов, предшествующих каскадированию  $LO$ -фононов. Интенсивность антистоксовой компоненты растет в течение порядка  $8 \text{ пс}$  после возбуждения, однако сколь-либо заметного перезаполнения фононных состояний не наблюдается. Характерное время таких переходов оценивается в  $6 \text{ пс}$ , в то время как время жизни  $LO$ -фононов составляет  $1.8 \text{ пс}$ . Таким образом, соотношение этих времен не способствует накоплению фононов, поскольку скорость

<sup>†</sup> E-mail: eusat@fm.vtu.lt; eusat@uj.pfi.lt



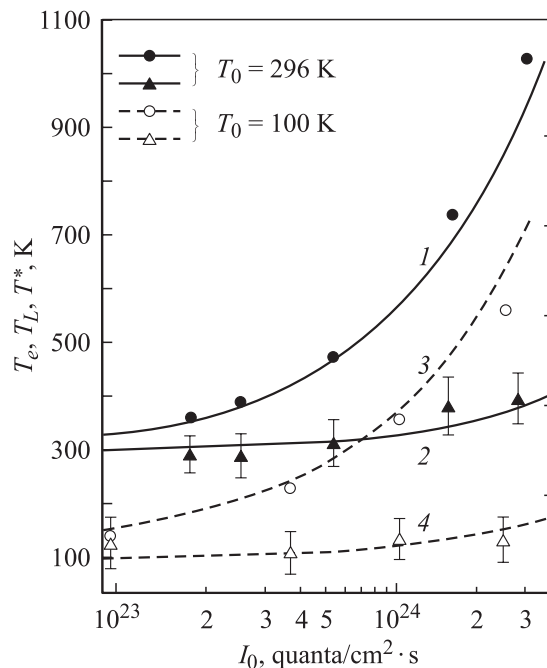
**Рис. 1.** Длинноволновое крыло спектра излучения горячей фотовозбужденной ЭДП в арсениде индия. *a)*  $T_L = 296$  К, интенсивность возбуждения  $I_0$  ( $\text{кВ}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ): 1 —  $8 \cdot 10^{22}$ , 2 —  $1.7 \cdot 10^{23}$ , 3 —  $2.6 \cdot 10^{23}$ , 4 —  $5.4 \cdot 10^{23}$ , 5 —  $1.6 \cdot 10^{24}$ ; *b)*  $T_L = 100$  К,  $I_0$  ( $\text{кВ}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ): 1' —  $1.5 \cdot 10^{22}$ , 2' —  $8 \cdot 10^{22}$ , 3' —  $1 \cdot 10^{23}$ , 4' —  $4 \cdot 10^{23}$ , 5' —  $2.5 \cdot 10^{24}$ .

их возбуждения меньше скорости исчезновения. Работа посвящена исследованию динамики энергетической релаксации в пико- и субпикосекундном интервале времен, и непосредственные оценки температуры фононов в ней отсутствуют. Таким образом, явления „разогрева фононов“ в том смысле, каким оно наблюдается при возбуждении ЭДП в широкозонных полупроводниках, в арсениде индия не наблюдалось. Заметим к тому же, что условия экспериментов в работах [14–16] по неравновесной концентрации носителей заряда соответствуют слабому возбуждению или даже отсутствию такого возбуждения в случае внутрizonного поглощения света. Далее, исследование комбинационного рассеяния не всегда эффективно для исследования разогрева фононов, так как активные в комбинационном рассеянии фононные моды могут разогреваться сравнительно слабо. В этом случае более подходят исследования излучения ЭДП, поскольку в формировании длинноволнового края полосы излучения плазмы носителей заряда участвуют как раз наиболее разогретые фононные моды [10–12]. Такого рода исследования в узкозонных полупроводниках нам не известны.

Цель данной работы — исследование длинноволнового края спектра излучения горячей ЭДП в арсениде индия. Исследованы образцы специально не легированного материала электронного типа проводимости с равновесной концентрацией электронов  $n_0 = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Возбуждение осуществлялось импульсами излучения неодимового лазера с модулированной добротностью (энергия кванта  $h\nu = 1.17$  эВ). Методика измерений спектров из-

лучения горячей ЭДП в основных принципах аналогична описанной в работе [17]. Измерения выполнены при температуре 296 и 100 К.

ЭДП, возбуждаемая в арсениде индия мощным импульсным излучением неодимового лазера, при превышении определенной интенсивности возбуждения разогревается на несколько сотен кельвинов по отношению к температуре решетки  $T_L$ . Разогрев проявляется через замедление спада коротковолнового крыла полосы излучения ЭДП [17,18]. В настоящей работе мы представляем результаты исследования длинноволнового крыла излучения разогретой ЭДП. Картина эволюции длинноволновых участков спектра излучения ЭДП при росте интенсивности возбуждения представлена на рис. 1. Две характерные особенности выделяются на рисунке. Во-первых, интенсивность излучения растет по всему спектру с увеличением подводимой мощности лазерного импульса. Во-вторых, длинноволновое крыло спектра сохраняет близкую к экспоненциальной форму и показатель экспоненты не меняется при увеличении мощности лазерного импульса. Практически экспоненциальная форма длинноволнового крыла позволяет ввести и определить параметр, близкий к так называемой „температуре“ фононов  $T^*$ , принимая, что параметр уширения  $E_0 = kT^*$  (здесь  $k$  есть постоянная Больцмана) [10–12]. Найденные из экспериментальных результатов значения температуры  $T^*$  при соответствующих интенсивностях возбуждения изображены сплошными



**Рис. 2.** Температура фононов  $T^*$  (треугольники) в арсениде индия с горячей фотовозбужденной ЭДП, температура кристаллической решетки  $T_L$  (кривые 2,4) и температура электронов  $T_e$  (кружки — экспериментальные значения, 1 и 3 — расчет из уравнений баланса энергии) в зависимости от интенсивности возбуждения  $I_0$  светом неодимового лазера.

и полыми треугольниками на рис. 2. Для сравнения на том же рисунке приведены рассчитанные и экспериментально измеренные значения температуры ЭДП  $T_e$  и температуры кристаллической решетки  $T_L$  при тех же экспериментальных условиях [17]. Из рисунка видно, что в то время как температура ЭДП сильно растет, температура фононов при росте интенсивности возбуждения сохраняется без изменения. При максимальных плотностях поступающей мощности лазерного импульса, когда начинает проявляться нагрев возбуждаемой поверхности полупроводника, температура фононов практически отслеживает температуру кристаллической решетки.

Таким образом, экспериментальное исследование длинноволнового крыла полосы излучения разогретой светом фотовозбужденной ЭДП в арсениде индия показывает, что до уровней возбуждения  $\sim 1$  МВт/см<sup>2</sup> заметный разогрев в системе фононов отсутствует. Это существенно отличает полученный результат от данных, имеющихся для многих широкозонных материалов. Например, в селениде кадмия при идентичных условиях эксперимента  $T^*$  достигает 400 К и более [2,12]. Этот вывод представляется тем более достаточно неожиданным, если принять во внимание то, что в арсениде индия более чем на 90% преобладает межзонная ударная рекомбинация неравновесных электронно-дырочных пар. Дело в том, что в режиме квазистационарного фотовозбуждения в области собственного поглощения полупроводника, при доминирующей междузонной ударной рекомбинации, энергия возбуждающих световых квантов полностью расходуется на разогрев ЭДП [3,17]. Поэтому ЭДП в арсениде индия и других узкозонных полупроводниках греется более эффективно, чем в широкозонных, так как в последних заметная часть запасенной ЭДП энергии выносится с рекомбинацией. Следует заключить, поэтому, что диссипация запасенной в ЭДП энергии лазерного света в арсениде индия происходит по несколько иному сценарию, чем в широкозонных полупроводниках, отчего разогрев фононов в нем менее эффективен. Авторы работы [16] показали, что каскадному излучению неравновесных фононов в арсениде индия предшествует междолинное  $\Gamma-L$  рассеяние и обратный переход электронов в  $\Gamma$ -долину. Время междолинных переходов  $\sim 6$  пс больше времени жизни фононов в арсениде индия  $\sim 1.8$  пс. Следовательно, соотношение времен междолинных переходов и времени испускания оптических фононов не способствует накоплению последних и заполнению фононных состояний. Это существенно отличает диссипацию энергии ЭДП в узкозонном арсениде индия от соответствующего процесса, рассмотренного в той же работе, для широкозонного фосфида индия, в котором охлаждение электронов происходит непосредственно в  $\Gamma$ -долине путем каскадного излучения  $LO$ -фононов. Малое время жизни фононов и относительно большое по сравнению с последним время междолинного  $L-\Gamma$  рассеяния — это, на наш взгляд, только один из факторов, не благо-

приятствующих разогреву фононов. Другим возможным препятствием для разогрева фононов горячими электронами в арсениде индия является конкуренция других каналов потерь энергии, главным из которых является электронно-дырочное ( $e-h$ ) рассеяние. При плотности ЭДП, превышающей  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, потери энергии электронов только по каналу обычного  $e-h$ -рассеяния превышают потери на рассеяние  $LO$ -фононами [18,19]. Кроме того, в арсениде индия необходимо учитывать и возможность очень эффективного канала  $e-h$ -рассеяния, сопровождаемого переходом тяжелых дырок в подзону легких дырок [20]. В обоих случаях количество энергии, теряемой электронами при  $e-h$ -рассеянии, растет с увеличением числа центров рассеяния, которое в данном случае совпадает с плотностью ЭДП. При увеличении мощности возбуждения растет и плотность ЭДП. Поэтому все большая доля энергии фотовозбужденных электронов передается дырочной компоненте ЭДП путем  $e-h$ -рассеяния, тем самым уменьшая долю энергии, теряемой электронами за счет рассеяния на  $LO$ -фононах. Надо учитывать также и то, что растущая с возбуждением плотность ЭДП вызывает экранирование полярного  $e-LO$ -взаимодействия [21]. В конечном итоге энергия передается в решетку путем дырочно-фононного рассеяния, однако при этом возбуждаются фононы с другими значениями квазиимпульса, чем при каскадировании фотовозбужденных электронов.

Перечисленные выше факторы обуславливают, на наш взгляд, отсутствие заметного разогрева фононов в арсениде индия при фотовозбуждении лазерным светом с плотностью мощности до  $(1-2)$  МВт/см<sup>2</sup>. В свою очередь отсутствие разогрева фононов определяет сохранение формы длинноволнового края спектра излучения фотовозбужденной горячей ЭДП. Это, однако, не исключает разогрева фононов при более мощном, чем в настоящей работе, возбуждении. Заметим также, что реализуемые в нашем эксперименте физические условия принципиально отличаются от имевших место в работах [14-15], где динамика неравновесных фононов наблюдалась в сильно легированном материале и, что принципиально важно, без возбуждения горячей ЭДП. В нашем случае мы имеем двухкомпонентную биполярную ЭДП и, как следствие, решающий вклад  $e-h$ -рассеяния в потери энергии электронов.

Таким образом, экспериментально установлено, что длинноволновый край спектра излучения фотовозбужденной ЭДП в арсениде индия не меняет своей формы при увеличении мощности фотовозбуждения до  $(1-2)$  МВт/см<sup>2</sup>. Сохранение формы и показателя экспоненты длинноволнового крыла спектра излучения ЭДП указывает на отсутствие заметного разогрева фононов. Причиной отсутствия разогрева фононов является преобладание электронно-дырочного рассеяния в потерях энергии горячих фотовозбужденных электронов и ослабление рассеяния на полярных оптических фононах за счет экранирования.

## Список литературы

- [1] J. Shah. Sol. St. Electron., **12**, 1051 (1989).
- [2] P. Балтрамеюнас, А. Жукаускас, Г. Тамулайтис. ЖЭТФ, **91**, 1909 (1986).
- [3] E. Shatkovskis. Mater. Sci. Forum., **297–298**, 299 (1999).
- [4] W. Pötz, P. Kocevar. Phys. Rev. B, **57**, 7040 (1983).
- [5] A. Žukauskas. Phys. Rev. B, **57**, 15 337 (1998).
- [6] A.S. Vengurlekar, S.S. Prabhu, S.K. Roy. Phys. Rev. B, **50**, 15 461 (1994).
- [7] G.P. Vella-Coleiro. Phys. Rev. Lett., **23**, 697 (1969).
- [8] J. Shah, R.C.C. Leite, J.F. Scott. Sol. St. Commun., **8**, 1089 (1970).
- [9] E. Gallego Lluesma, G. Mendes, C.A. Arguello, R.C.C. Leite. Sol. St. Commun., **14**, 1195 (1974).
- [10] J.G. Ramos, R. Luzzi. Sol. St. Commun., **14**, 1275 (1974).
- [11] E.A. Meneses, N. Jannuzzi, J.G.P. Ramos, R. Luzzi, R.C.C. Leite. Phys. Rev. B, **11**, 2213 (1975).
- [12] R. Baltramejūnas, A. Žukauskas. Phys. St. Sol. B, **149** (1), 337 (1998).
- [13] A. Žukauskas, S. Juršenai. Phys. Rev. B, **51**, 4836 (1995).
- [14] T. Elsaesser, R.J. Bäuerle, W. Kaiser. Phys. Rev. B, **40**, 2976 (1989).
- [15] R.J. Bäuerle, T. Elsaesser, W. Kaiser. Semicond. Sci. Technol., **5**, S176 (1990).
- [16] E.D. Grann, K.T. Tsen, D.K. Ferry. Phys. Rev. B, **53**, 9847 (1996).
- [17] G.N. Galkin, J. Jagminas, J. Pozhela, E. Shatkovskii, A. Тамашевичюс. Proc. Int. Conf. „RECON’79“ (Prague, Tshechoslovakia, 1979) с. 69.
- [18] G.N. Galkin, E.V. Shatkovskii. Sov. Phys. Coll., **16**(1), 70 (1976).
- [19] Г. Ласене, К. Пирагас, А. Тамашявичюс. Лит. физ. сб., **24**(2), 26 (1984).
- [20] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. ФТП, **11**(7), 1364 (1977).
- [21] Ellen J. Yoffa. Phys. Rev. B, **23**, 1909 (1981).

Редактор Л.В. Беляков

## The long-wavelength tail of the hot electron-hole plasma radiation spectra in strongly photoexcited indium arsenide

E. Shatkovskis, A. Česnys

Vilnius Gediminas Technical University,  
2040 Vilnius, Lithuania