

С. Л. ПЫШКИН

О ВЫНУЖДЕННОМ ИЗЛУЧЕНИИ В ФОСФИДЕ ГАЛЛИЯ

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 24 XII 1973)

Фосфид галлия является первым полупроводником с непрямой запрещенной зоной, в котором обнаружено вынужденное излучение. В настоящей работе сделана попытка показать, что лазер на GaP сможет успешно конкурировать с другими полупроводниковыми лазерами.

1. Оптическая накачка образцов осуществлялась светом второй гармоники неодимового лазера с модулированной добротностью (интенсивность возбуждающего света $I_b \approx 10^{24} - 10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, длительность импульса

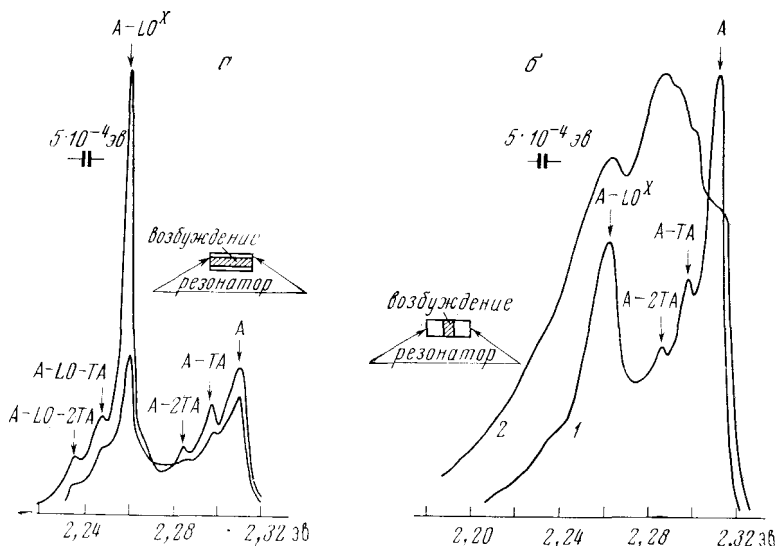


Рис. 1. Спектры излучения GaP при возбуждении второй гармоникой света неодимового лазера (77,3° К). А — бесфоновая линия; А-ТА, А-2ТА, А-ЛО^х и т. д. — фоновые спутники; испускание фононов — поперечного акустического (ТА) и продольного оптического с волновым вектором, соответствующим границе зоны Бриллюэна в точке X (ЛО^х).

а — полоса возбуждающего света перпендикулярна граням резонатора. $I_b = 7,8 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (1), $1,3 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (2). Соотношение интенсивностей спектров соответствует наблюдаемому на эксперименте. б — полоса возбуждающего света параллельна граням резонатора. $I_b = 7 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (1), $1,5 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (2). Интенсивности спектров в максимумах различаются в 1,5–2 раза

света $\Delta t = 3,5 \cdot 10^{-8}$ ссек.). При таком методе возбуждения (коэффициент поглощения света $\sim 6 \text{ см}^{-1}$ (1)) осуществляется объемное (в тонких образцах) возбуждение $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ неравновесных носителей тока непосредственно в минимум зоны проводимости ($2\hbar\omega - E_{gx} \approx 0,01$ эв, $2\hbar\omega = 2,34$ эв — энергия возбуждающих фотонов, $E_{gx} \approx 2,33$ эв при 77,3° К — энергия перехода из максимума валентной зоны Γ_{15}^v в минимум зоны проводимости X_1^c).

Использовались монокристаллы фосфида галлия, содержащие $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ примеси азота, полученные по методике, разработанной в (2).

Исследуемые образцы имели размеры $3 \cdot 1,5 \cdot 0,2$ мм³; плоскопараллельные сколы были расположены на расстоянии 3 мм; оптическая накачка осуществлялась через естественную зеркальную плоскость (111) размером $3 \cdot 1,5$ мм²; излучение лазера фокусировалось на эту плоскость в виде узкой полосы ($\sim 5 \cdot 0,5$ мм²) параллельно или перпендикулярно сколам

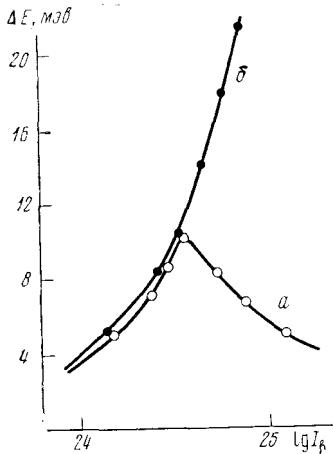


Рис. 2. Зависимость полуширины линии $A=LO^X$ от интенсивности возбуждающего света. *a* — полоса возбуждающего света перпендикулярна, *б* — параллельна граням резонатора

увеличением интенсивности в интервале $(1-3) \cdot 10^{24}$ см⁻²·сек⁻¹, затем уменьшается с увеличением интенсивности до 5 мэв при $I_b \approx 10^{25}$ см⁻²·сек⁻¹. Начиная с интенсивности $I_b \approx 3 \cdot 10^{24}$ см⁻²·сек⁻¹, в случае (*a*) форма спектра и ширина линии $A=LO^X$ резко изменяются: интенсивность I_L линии $A=LO^X$ изменяется с интенсивностью накачки по закону $I_L \sim I_b^2$, ширина линии $A=LO^X$ уменьшается, другие линии почти исчезают (рис. 1*a*, 2*a*).

В условиях обычной люминесценции интенсивность отдельных линий в спектре изменяется с интенсивностью накачки по закону, близкому к линейному, ширина линий увеличивается, при $I_b \approx 10^{25}$ см⁻²·сек⁻¹ спектр сливается в практически бесструктурную полосу с полушириной $\sim 7 \cdot 10^{-2}$ эв (рис. 1*б*, 2*б*).

Угловая расходимость вынужденного излучения по оценке, основанной на исследовании диаграммы направленности, составляет менее 5°.

3. Двухфотонное возбуждение, которое мы использовали в первых экспериментах по обнаружению вынужденного излучения в GaP при 77,3° К (^{3, 4}) и 4,2° К (⁵), не может обеспечить достаточно высокой концентрации неравновесных носителей тока. Действительно, при сечении двухфотонного поглощения $\sigma^{(2)} = 5 \cdot 10^{-18}$ см⁻² (среднее из экспериментальной и теоретической оценок (^{2, 6})) и интенсивности возбуждения $I_b = 2 \cdot 10^{26}$ см⁻²·сек⁻¹, при которой наблюдалось вынужденное излучение, концентрация неравновесных носителей $\Delta n \approx 10^{16}$ см⁻³. Вследствие относительно невысокой концентрации неравновесных носителей тока и эффективного при 77,3° К термического разрушения связанных на изоэлектронной примеси азота экситонов, в работах (^{3, 4}) мы наблюдали лишь начальную стадию развития вынужденного излучения в GaP.

В кристаллах, содержащих $N_0 = 10^{18} - 10^{19}$ см⁻³ примеси азота, среднее расстояние между примесями одного порядка с боровским радиусом $a_0 \approx 50$ Å экситона, связанного на примеси. Концентрация связанных экситонов в GaP при возбуждении светом второй гармоники неодимового лазера достигает $n_0 \approx 10^{18}$ см⁻³ и выше. Рассмотрение механизмов взаимодей-

(см. рис. 1). Образец укрепляли на прозрачной подложке и помещали в жидкий азот. Спектры излучения и диаграмма направленности регистрировались с помощью монохроматора МДР-2 (обратная линейная дисперсия 2 нм/мм), фотоэлектронного умножителя ФЭУ-84М и осциллографа с памятью.

2. На рис. 1 представлены спектры излучения одного из образцов при 77,3° К (результаты, полученные на других образцах, аналогичны).

Из рис. 1*a* видно, что вынужденное излучение развивается на фоне спутника $A=LO^X$ (на рис. 1*б* этот эффект отсутствует). Зависимость полуширины линии $A=LO^X$ от интенсивности возбуждения в случаях *a* и *б* представлена на рис. 2. Видно, что в условиях обычной люминесценции (*б*) полуширина увеличивается от ~ 5 мэв до 20 мэв с увеличением интенсивности возбуждающего света в интервале $10^{24} - 10^{25}$ см⁻²·сек⁻¹.

В режиме вынужденного излучения (*a*) полуширина увеличивается от 5 до 10 мэв с увеличением интенсивности в интервале $(1-3) \cdot 10^{24}$ см⁻²·сек⁻¹, затем уменьшается с увеличением интенсивности до 5 мэв при $I_b \approx 10^{25}$ см⁻²·сек⁻¹.

ствия в системе связанных экситонов высокой плотности, включающих Оже-процессы, электродипольное взаимодействие и другие коллективные эффекты и приводящих к уширению отдельных линий и появлению новых линий и полос в излучении, выходит за рамки настоящей работы. Отметим лишь, что в условиях нашего эксперимента ($(N_0 a_0^3)^{1/2} \approx 1$, $(n_0 a_0^3)^{1/2} \approx 1$) возможна некоторая делокализация экситонов и их движение по примесной подрешетке. При этом закон сохранения импульса в непрямых переходах должен выполняться более строго, чем в случае сильно локализованных экситонов, поэтому переходы с участием фононов должны иметь преимущество перед рекомбинацией без участия фонона (линия А).

Необходимо отметить также, что излучение с длиной волны, соответствующей линии $A=LO^x$, меньше поглощается в кристалле, чем излучение с длиной волны, соответствующей линии А, что весьма существенно при выбранной геометрии эксперимента. С этими обстоятельствами мы связываем наблюдение вынужденного излучения на линии $A=LO^x$, а не на линии А, как это было в экспериментах по двухфотонному возбуждению (³⁻⁵).

Ранее было показано, что при высоких уровнях оптического возбуждения излучательная аннигиляция связанных экситонов является основным каналом рекомбинации неравновесных носителей тока (⁴). В экспериментах, изложенных в настоящей работе, этот вывод также был подтвержден, поскольку с увеличением интенсивности накачки характеристическое время релаксации неравновесных носителей тока увеличивалось и при $I_b \approx 10^{25}$ см⁻²·сек⁻¹ совпадало с временем жизни связанных на изоэлектрической ловушке экситонов ($\tau \approx 1,3 \cdot 10^{-7}$ сек. (⁷)). Зная концентрацию связанных экситонов ($\sim 10^{18}$ см⁻³), возбуждаемый объем ($\sim 1,5 \cdot 10^{-4}$ см³) и продолжительность жизни экситонов ($\sim 10^{-7}$ сек.), можно оценить излучаемую энергию ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$ дж), мощность ($\sim 4 \cdot 10^2$ вт) и энергетический к.п.д. лазера на GaP при возбуждении светом второй гармоники неодимового лазера (энергия $2 \cdot 10^{-3}$ дж), который составляет $\sim 3\%$.

Ранее обнаруженный нами эффект ударной ионизации связанных экситонных комплексов (⁸), по-видимому, позволит в дальнейшем осуществить амплитудную модуляцию вынужденного излучения в GaP.

Институт прикладной физики
Академии наук МССР
Кишинев

Поступило
18 XII 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Н. Пихтин, Д. А. Яськов, ФТТ, т. 11, № 3, 561 (1969). ² С. Л. Пышкин, Кандидатская диссертация, Кишинев, 1967. ³ С. Л. Пышкин, II Вавиловская конфер. по нелинейной оптике, июль, 1971, в сборн. Нелинейные процессы в оптике, в. 2, Новосибирск, 1972, стр. 341. ⁴ Ю. И. Максимов, С. Л. Пышкин, С. И. Радауцан, Оптика и спектроскопия, т. 33, № 1, 100 (1972). ⁵ Б. М. Ашкинадзе, С. Л. Пышкин, И. Д. Ярошецкий, Физика и техника полупроводников, т. 6, № 8, 1626 (1972). ⁶ Б. М. Ашкинадзе, С. Л. Пышкин и др., там же, т. 1, № 7, 1017 (1967). ⁷ I. D. Culhbert, D. G. Thomas, Phys. Rev., v. 154, 763 (1967). ⁸ Б. М. Ашкинадзе, И. П. Крецу и др., ФТТ, т. 10, № 12, 3681 (1968).