

## МАГНЕТОПЛАЗМЕННЫЕ ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ ДАЛЬНОГО ИК ДИАПАЗОНА ( $\lambda \cong 50$ мкм) НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР $(\text{PbSe})_{0,8}(\text{SnTe})_{0,2} - \text{PbSe}_{0,32}\text{Te}_{0,68}$ \*

Л.Н. Курбатов, А.Д. Бритов, С.М. Караваев, С.Н. Максимовский, С.Д. Сиваченко, П.М. Старик,  
В.И. Ластивка, Н.Н. Лойко

*На лазерных диодах  $(\text{PbSe})_{0,8}(\text{SnTe})_{0,2} - \text{PbSe}_{0,32}\text{Te}_{0,68}$  в магнитном поле получена генерация излучения дальнего ИК диапазона с длиной волны до 49,1 мкм. Генерация идет на межзонных магнетооптических переходах с изменением проекции спина в области окна прозрачности полупроводниковой магнетоплазмы.*

Создание источников инфракрасного когерентного излучения дальнего ИК диапазона на основе узкозонных полупроводников является сложной научной проблемой. С уменьшением ширины запрещенной зоны возрастает роль безызлучательных механизмов рекомбинации, и коэффициент преобразования энергии электронной подсистемы в энергию фотонного поля падает. Кроме того, развитию процессов генерации фотонов препятствуют сильно возросшие оптические потери излучения вследствие взаимодействия со свободными носителями. Как показывают расчеты, из-за оптических потерь, связанных с поглощением на свободных носителях, генерация в дальнем ИК диапазоне на частотах вплоть до плазменных возможна лишь при гелиевых температурах  $/1/$ . Для более низких частот электромагнитных волн ( $\omega < \omega_p$ ) полупроводниковая плазма оптически непрозрачна ( $\text{Re}\epsilon(\omega) < 0$ ).

Один из путей решения проблемы – снижение концентрации носителей в полупроводнике. Другая интересная возможность связана с магнетоплазменными явлениями.

Для линейно поляризованного электромагнитного излучения, распространяющегося в магнетоплазме перпендикулярно вектору внешней магнитной индукции  $\vec{B}$  ( $\vec{k} \perp \vec{B}$ ,  $\vec{E} \perp \vec{B}$ , где  $\vec{k}$  и  $\vec{E}$  – волновой вектор и вектор электрического поля электромагнитной волны), существует окно прозрачности ( $\text{Re}\epsilon(\omega) > 0$ ) в полосе частот между верхним гибридным резонансом  $\omega_0$  и нижней частотой отсечки  $\omega_-$ . В бесстолкновительном пределе частоты  $\omega_0$  и  $\omega_-$  описываются выражениями  $/2/$ :

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2},$$

$$\omega_- = \sqrt{\omega_p^2 + (\omega_c/2)^2} - \omega_c/2,$$

где  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\omega_c$  – циклотронная частота.

Таким образом, явление возникновения области прозрачности в плазме в присутствии магнитного поля может быть использовано для создания на узкощелевых полупроводниках магнетоплазменных источников когерентного излучения дальнего ИК диапазона в области частот  $\omega < \omega_p$ . С этой целью была проведена работа по изучению лазерных диодов на основе четырехкомпонентных узкозонных твердых растворов  $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{SnTe})_x$  ( $x < 0,2$ ) при низких температурах ( $T < 6$  К) в магнитном поле до 20 кГс. Ранее на этих лазерных диодах при температурной перестройке была получена самая большая длина волны излучения для лазеров на p-n переходе – 46,2 мкм  $/3/$ , причем диапазон перестройки с длинноволновой стороны, как мы предполагаем, обрезался плазменной областью.

Исследования излучения лазерных диодов в магнитном поле были проведены в поперечной геометрии ( $\vec{k} \perp \vec{B}$ ,  $\vec{j} \perp \vec{B}$ , где  $\vec{j}$  – плотность тока). Накачка осуществлялась импульсами тока длительностью 2 мкс. Для регистрации излучения использовался фотоприемник  $\text{Ge}(\text{Be})$ . Измерения длины волны проводились на спектральном комплексе КСДИ-82.

\* Работа была доложена на X Всесоюзной конференции по физике полупроводников в г. Минске 17.10.85 г. в виде стендового доклада. Тезисы доклада опубликованы в Трудах X Всесоюзной конференции по физике полупроводников, Минск, 1985, ч. 3, с. 62.

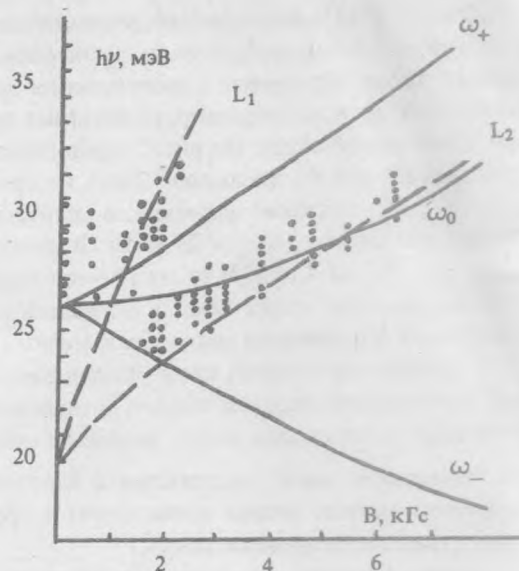
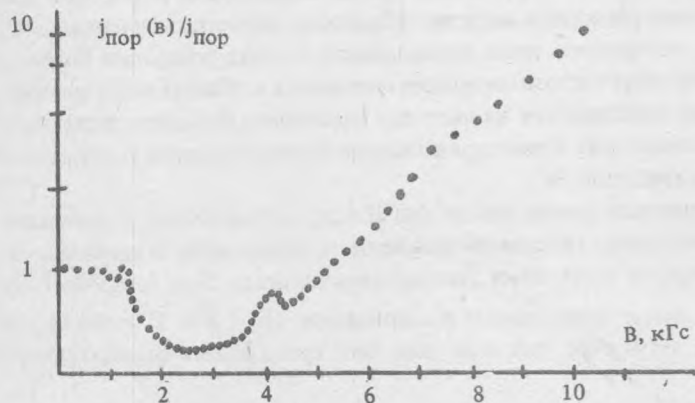


Рис. 1. Зависимость пороговой плотности тока лазерного диода  $(\text{PbSe})_{0,8}(\text{SnTe})_{0,2}-\text{PbSe}_{0,32}\text{Te}_{0,68}$  от магнитного поля.

Рис. 2. Зависимость энергии фотонов излучения лазерного диода  $(\text{PbSe})_{0,8}(\text{SnTe})_{0,2}-\text{PbSe}_{0,32}\text{Te}_{0,68}$  от магнитного поля. Точки – измеренные значения наблюдаемых частот генерации, пунктирные линии – расчетные значения энергии магнетооптических переходов, сплошные линии – расчетные энергии магнетоплазменных мод в бесстолкновительном пределе.

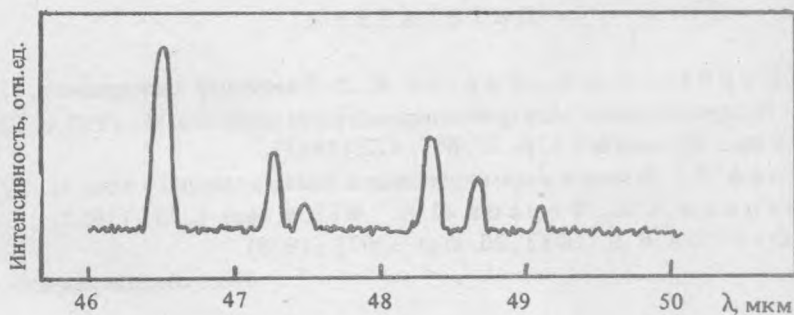


Рис. 3. Спектр генерации лазерного диода  $(\text{PbSe})_{0,8}(\text{SnTe})_{0,2}-\text{PbSe}_{0,32}\text{Te}_{0,68}$ . Ток инжекции 5 А, магнитное поле 2 кГс.

Как показали исследования, основные эффекты изменения характера генерации под влиянием магнитного поля наблюдаются в сравнительно слабых ( $B < 5$  кГс) магнитных полях. Начиная с полей около 1,5 кГс, резко снижается пороговая плотность тока (рис. 1) и спектр генерации расщепляется на коротковолновую и длинноволновую компоненты (рис. 2). Небольшое увеличение магнитного поля приводит к подавлению коротковолновой компоненты, и уже при  $B \geq 2$  кГс в спектрах излучения наблюдается лишь длинноволновая компонента. При этих значениях магнитного поля была зарегистрирована генерация на максимальной длине волны излучения 49,1 мкм (рис. 3). Дальнейшее увеличение магнитного поля привело к снижению пороговой плотности тока до некоторого минимального значения при поле около 3 кГс. Спектры генерации при этом смещались в коротковолновую область. При полях свыше 5 кГс начинался резкий рост пороговой плотности тока и падение интенсивности излучения. Во всем интервале магнитных полей наблюдалось излучение с линейной поляризацией ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ).

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в магнитном поле происходит значительное снижение оптических потерь для волн с поперечной поляризацией, распространяющихся в активной области лазерного диода, вследствие возникновения окна прозрачности в электронно-дырочной плазме. Генерация в этом случае идет на спиноворасщепленных переходах между нулевыми подзонами Ландау с противоположной ориентацией спина. На рис. 2 представлены расчетные энергии этих магнетооптических переходов для кейновского закона дисперсии. Здесь же приведены расчетные энергии гибридных магнетоплазменных мод  $\omega_0$ ,  $\omega_-$ ,  $\omega_+$ . Согласно расчетам, в отсутствие магнитного поля минимальная частота генерации близка к плазменной частоте ( $\hbar\omega_p \cong 27$  мэВ). В магнитном поле частота генерации смещается в область окна прозрачности  $\omega_- < \omega < \omega_0$ . В то же время генерация наблюдается на частотах несколько больших расчетного значения  $\omega_0$ . Это может свидетельствовать о резонансном характере взаимодействия фотонов с гибридной модой  $\omega_0$  и образовании магнетоплазменных поляритонов /4/.

С ростом магнитного поля увеличивается спиновое расщепление зон Ландау, приводящее к уменьшению заселенности верхних подзон и повышению порога генерации излучения с поперечной поляризацией. Генерация на переходах между нижними заселенными подзонами Ландау не возникает. При таких переходах ориентация спина сохраняется и излучение имеет продольную поляризацию ( $\vec{E} \parallel \vec{B}$ ). В этом случае электромагнитные волны испытывают сильное затухание, так как для них среда имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость.

Таким образом, с помощью магнитного поля можно получать генерацию излучения дальнего ИК диапазона в узкощелевых полупроводниках на частотах, меньших плазменной. Однако поскольку эффект длинноволновой генерации существует лишь в слабых магнитных полях, то для реализации лазерного режима на более низких частотах необходимо снижение концентрации носителей и увеличение времени столкновительной релаксации в электронно-дырочной плазме полупроводника. Понижение энергии продольных оптических фононов вследствие эффектов экранирования в плазме /5/ и перенормировки при уменьшении ширины запрещенной зоны /6/ дает основание надеяться на получение с помощью магнитного поля "окон прозрачности", пригодных для генерации электромагнитных волн практически во всем дальнем ИК диапазоне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Караваев С. М., Курбатов Л. Н., Бритов А. Д. Квантовая электроника, 5, № 6, 1368 (1978).
2. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1960, с. 128.
3. Курбатов Л. Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 37, № 9, 422 (1983).
4. Плацман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М., 1975, с. 139.
5. Гуревич В. Л., Ларкин А. И., Фирсов Ю. А. ФТТ, 4, вып. 1, 185 (1962).
6. Бондарев В. Н., Осипов В. В. ФТТ, 20, вып. 3, 673 (1978).

Поступила в редакцию 21 марта 1986 г.