

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ДАЛЬНЕГО ИК ДИАПАЗОНА  
В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ  
В ОБЛАСТИ МАГНЕТОПЛАЗМЕННОГО ОКНА ПРОЗРАЧНОСТИ

Л.Н.Курбатов, С.М.Караваев, А.Д.Бритов, С.Д.Сиваченко,  
С.Н.Максимовский, П.М.Старик

На лазерных гетероструктурах  $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{SnTe})_x - \text{PbSe}_{0,32}\text{Te}_{0,68}$  ( $X \leq 0,2$ ) в магнитном поле получена генерация излучения дальнего ИК диапазона с длиной волны до 49,1 мкм в области окна прозрачности полупроводниковой магнетоплазмы.

Явление плазменного резонанса, приводящее к сильному затуханию электромагнитных волн с частотами меньше плазменной частоты ( $\omega_p$ ) представляет одно из основных препятствий созданию источников когерентного излучения дальнего ИК диапазона на основе полупроводников с узкой запрещенной зоной. Тем не менее известно, что в присутствии магнитного поля для определенных направлений распространения и поляризации излучения плазма становится оптически прозрачной ( $\text{Re}\epsilon(\omega) > 0$ ), в том числе и для частот  $\omega \leq \omega_p$ . Так, для линейно поляризованного электромагнитного излучения, распространяющегося в магнетоплазме перпендикулярно вектору внешней магнитной индукции  $\mathbf{B}$ , причем  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ , где  $\mathbf{E}$  – вектор электрического поля электромагнитной волны, существует окно прозрачности в полосе частот между гибридным резонансом  $\omega_0$  и нижней частотой отсечки  $\omega_-$ . В бесстолкнови-

тельном пределе соответствующие частоты даются выражениями <sup>1</sup>:

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

$$\omega_{\pm} = \sqrt{\omega_{\pi}^2 + (\omega_c/2)^2} \mp \frac{\omega_c}{2},$$

где  $\omega_c$  — циклотронная частота. Если ширина запрещенной зоны полупроводника такова, что в полосу просветления магнетоплазмы  $\omega_- < \omega < \omega_0$  попадают разрешенные оптические переходы, можно ожидать возникновения лазерного эффекта на частотах меньших плазменной частоты.

С этой целью была проведена работа по изучению лазерных диодов на основе гетероструктур  $(\text{PbSe})_{1-x}(\text{SnTe})_x - \text{PbSe}_{0,32}\text{Te}_{0,68}$  ( $X \leq 0,2$ ) при низких температурах ( $T \leq 6$  К) в магнитном поле до 20 кГц. Ранее на этих лазерных диодах была получена самая большая для лазеров на  $p-n$  переходе длина волны излучения — 46,2 мкм, близкая по нашим оценкам к плазменной длине волны <sup>2</sup>.

Исследования излучения лазерных диодов в магнитном поле были проведены для указанной выше поперечной геометрии распространения. Плоскость активной области лазерных диодов ориентировалась перпендикулярно вектору внешней магнитной индукции  $B$ . Накачка осуществлялась импульсами тока длительностью 2 мкс. Излучение регистрировалось фото-приемником Ge (Be). Измерения частот генерации проводились на спектральном комплексе КСДИ-82.

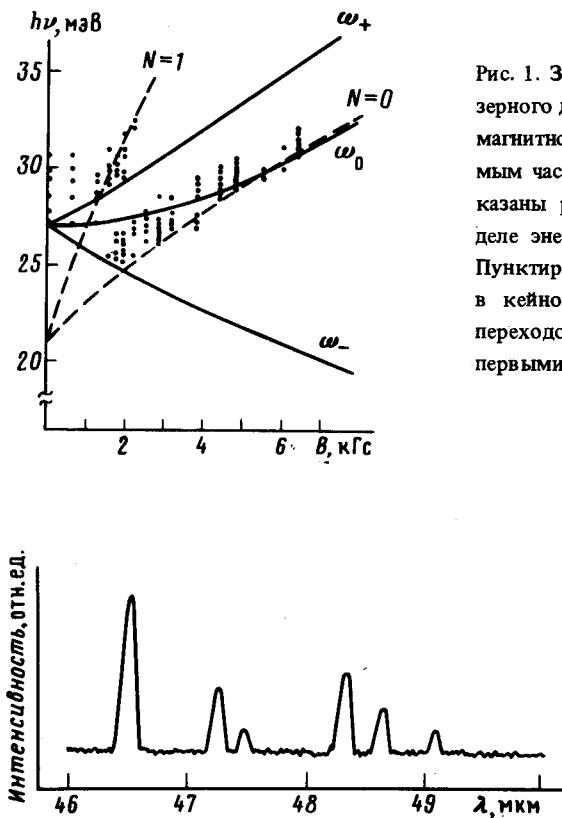


Рис. 2

Рис. 2. Спектр генерации лазерного диода  $(\text{PbSe})_{0,8}(\text{SnTe})_{0,2} - \text{PbSe}_{0,32}\text{Te}_{0,68}$  в магнитном поле. Рабочий ток диода — 5 А, температура — 6 К, магнитное поле — 2 кГс

Рис. 3. Разрешенные поперечные ( $\Delta s = \pm 1, E \perp B$ ) межзонные переходы в  $(\text{PbSe})_{0,8}(\text{SnTe})_{0,2}$ . Пунктиром показан нереализующийся в магнетоплазме разрешенный продольный ( $\Delta s = 0, E \parallel B$ ) межзональный переход. Предполагается, что  $g$  — фактор зоны проводимости  $> 0$

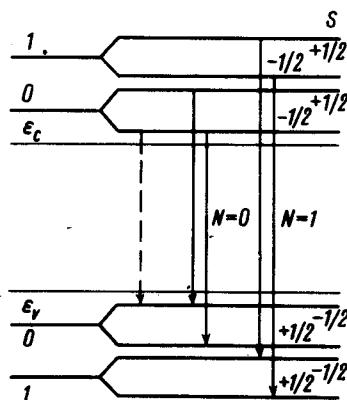


Рис. 3

Как показали исследования, основные эффекты влияния магнитного поля на характер генерации излучения происходят в сравнительно слабых ( $B < 5$  кГс) магнитных полях. Начиная с полей около 1,5 кГс резко (почти в два раза) снижается пороговая плотность тока и одновременно спектр генерации расщепляется на коротковолновую и длинноволновую компоненты (см. рис. 1). Небольшое увеличение магнитного поля приводит к загасанию 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 волн излучения 49,1 мкм (см. рис. 2). Дальнейшее увеличение магнитного поля оказывало слабое влияние на пороговую плотность тока. Минимум пороговой плотности тока достигался при полях около 3 кГс. Свыше 5 кГс начинался быстрый рост пороговой плотности тока. Во всем интервале магнитных полей наблюдалась линейная поляризация излучения в плоскости, перпендикулярной вектору  $\mathbf{B}$ .

Все изложенные выше экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что при включении магнитного поля частота разрешенных межзонных оптических переходов оказывается в области окна прозрачности магнетоплазмы. Причем в генерации излучения участвуют лишь переходы между состояниями Ландау в валентной зоне и зоне проводимости с противоположной ориентацией спина (см. рис. 3). Обработка экспериментальных значений частот генерации на ЭВМ и проведение подгоночных расчетов энергий магнетооптических переходов для нижних зон Ландау ( $N = 0,1$ ) в кейновском приближении<sup>3</sup> совместно с расчетами энергий гибридных магнетоплазменных мод дали следующие величины зонных параметров узкощелевого полупроводника  $(\text{PbSe})_{0,8}(\text{SnTe})_{0,2}$ : ширина запрещенной зоны —  $\epsilon_g = 21 \pm 0,5$  мэВ, циклотронная эффективная масса —  $(m_c/m_e) = 0.005 \pm 0.0002$ , фактор спинового расщепления —  $|g| = 390 \pm 10$ . Согласно расчетам, в отсутствии магнитного поля минимальная частота генерации близка к плазменной частоте ( $\hbar\omega_p = 27$  мэВ, см. рис. 1). В магнитном поле спектр генерации смешивается в область окна прозрачности ( $\omega_< \omega < \omega_0$ ). Наиболее низкие частоты генерации реализуются в области пересечения частоты магнетооптических переходов для  $V = 0$  с нижней частотой отсечки  $\omega_-$ . При больших магнитных полях, когда происходит сближение частоты гибридного резонанса  $\omega_0$  с частотой электронных переходов (см. рис. 1), наблюдается генерация на частотах  $\omega > \omega_0$  несмотря на то, что здесь лежит полоса сильного затухания электромагнитных волн. Это может свидетельствовать о резонансном характере взаимодействия фотонов с гибридной модой  $\omega_0$  и образования магнетоплазменных поляритонов<sup>4</sup>.

Понятно также, что генерация на переходах с противоположной ориентацией спина существует лишь в ограниченном интервале магнитных полей поскольку с ростом магнитного поля увеличивается спиновое расщепление и снижается заселенность верхних подзон Ландау. В тоже время на переходах между нижними заселенными подзонами Ландау (см. рис. 3) генерация не возникает так как для электромагнитных волн с продольной поляризацией ( $E \parallel B$ ) среда имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость ( $\text{Re}(\omega) < 0$ ).

Таким образом, генерация излучения в узкощелевых полупроводниках с частотами меньше плазменной частоты возможна при наличии магнитного поля. Понижение энергии продольных оптических фононов вследствие эффектов экранирования в плазме<sup>4</sup> и перенормировки при уменьшении ширины запрещенной зоны<sup>5</sup> дает основание надеяться на получение с помощью магнитного поля окон прозрачности, пригодных для генерации излучения практически во всем дальнем ИК диапазоне.

#### Литература

- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- Курбатов Л.Н., Брилов А.Д., Караваев С.М., Максимовский С.Н., Сиваченко С.Д. Перестраиваемые по частоте лазеры. Материалы VI Всесоюзной конференции. Новосибирск, 1984 г., стр. 61.
- Цидильковский И.М. Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1978
- Плацман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975.
- Бондарев В.Н., Осипов В.В. ФТТ, 1978, 20, 673.

Поступила в редакцию  
9 января 1986 г.