

# Излучение пластин селенида цинка при возбуждении импульсным электрическим полем

К.В.Бережной, А.С.Насибов, П.В.Шапкин, В.Г.Шпак, С.А.Шунайлов, М.И.Яландин

*Определена зависимость мощности излучения пластин селенида цинка, помещенных в воздушный зазор между электродами, от амплитуды подаваемых высоковольтных субнаносекундных импульсов и величины зазора. Приведены спектры лазерного излучения образцов при возбуждении их электронным пучком и электрическим полем. Показано влияние формы электродов на картину излучения. Наблюдалось увеличение длительности лазерного импульса по сравнению с длительностью возбуждающего высоковольтного импульса. Высказано предположение о том, что наиболее вероятной причиной этого являются процессы рекомбинационного излучения, протекающие в плотной электронно-дырочной плазме.*

**Ключевые слова:** стримерные лазеры, лазеры с электронной накачкой, селенид цинка, электролюминесценция, субнаносекундные импульсы высокого напряжения.

## 1. Введение

В работе [1] сообщалось о первых результатах, полученных при воздействии пикосекундных импульсов высокого напряжения на плоскопараллельные пластины из монокристалла селенида цинка, выращенного методом пересублимации из газовой фазы. Использование импульсов длительностью в сотни пикосекунд с амплитудой до 250 кВ позволило значительно увеличить напряжение пробоя, сблизить катодный и анодный электроды (КЭ и АЭ), между которыми помещались образцы селенида цинка, и таким образом значительно увеличить напряженность электрического поля в промежутке КЭ–АЭ. Вторым достоинством применения УКИ является возможность исследования образцов в условиях газовой среды без помещения их в жидкий диэлектрик. Разряд в газовой среде позволяет дополнительно воздействовать на образцы УФ излучением и электронным пучком, образующимися в условиях быстрого нарастания амплитуды импульса высокого напряжения [2]. Первые эксперименты по индуцированному излучению селенида цинка в перечисленных выше условиях показали [1], что по сравнению со стримерными лазерами [3–6] наблюдается преимущественный разряд по направлению электрического поля, увеличение области генерации и улучшение направленности излучения.

В настоящей работе определена зависимость мощности излучения пластин селенида цинка различной толщины от амплитуды падающего импульса и величины зазора между образцом и АЭ. Приведены также спектры лазерного излучения образцов при возбуждении их электронным пучком и электрическим полем и показано влияние формы электродов на картину излучения.

К.В.Бережной, А.С.Насибов, П.В.Шапкин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: nasibov@sci.lebedev.ru  
В.Г.Шпак, С.А.Шунайлов, М.И.Яландин. Институт электрофизики УрО РАН, Россия, 620016 Екатеринбург, ул. Амурдсена, 106

Поступила в редакцию 5 февраля 2008 г., после доработки – 22 мая 2008 г.

## 2. Методика экспериментов

Базовым элементом установки для проведения экспериментов являлся генератор наносекундных импульсов РАДАН-303Б [7] с пикосекундным блоком компрессии энергии [8] и коаксиальной приставкой (КП), изготовленной для этой цели. Пикосекундный блок позволял регулировать амплитуду импульсов  $U_0$  от 20 до 250 кВ в волне, бегущей по передающей линии с волновым сопротивлением 45 Ом в направлении коаксиальной приставки. Передающая линия состыковывалась с приставкой вдоль оси, на которой последовательно размещались КЭ и АЭ. КП представляла собой коаксиал диаметром 7 см и длиной  $\sim 4$  см, на ее оси был расположен электрод диаметром 2 см, заканчивавшийся катодным электродом. Конструкция коаксиальной приставки позволяла оперативно менять КЭ и АЭ и расстояние между ними. Для измерения характеристик и фотографирования излучения были предусмотрены отверстия в АЭ и боковые щели в КП. Большинство экспериментов проводилось при  $U_0 \leq 130$  кВ и длительностях импульса по основанию 400–500 пс. Форма импульсов и их амплитуда  $U_0$  измерялись емкостным делителем с распределенными параметрами, встроенным в передающую линию.

Схема приложения напряжения к монокристаллической пластине ZnSe показана на рис. 1. Плоскопараллель-

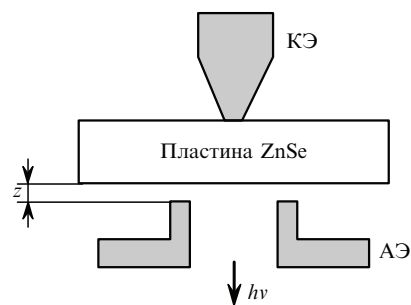


Рис.1. Схема возбуждения пластин ZnSe субнаносекундными импульсами высокого напряжения.

ные пластины ZnSe различной толщины и формы устанавливались напротив плотно прилегающего к ним КЭ. Подвижной кольцевой АЭ располагался на расстоянии  $z = 0 - 10$  мм от плоскости пластины. Наблюдение картины излучения и измерение оптических характеристик проводились через приосевое отверстие в АЭ. Импульсная мощность излучения измерялась коаксиальным фотоэлементом ФЭК-22 и широкополосным фотодиодным датчиком ФП-70С с волоконно-оптическим входом. Спектр излучения фиксировался миниспектрометром FSD-8 с разрешающей способностью не хуже 1 нм. Для регистрации импульсов напряжения и света применялся широкополосный осциллограф Tektronix TDS 6604 (6 ГГц). Для сравнения результатов, полученных при возбуждении генерации электрическим полем и электронным пучком, КП заменялась на камеру с выводом пучка через алюминиевую фольгу в воздух [2].

### 3. Результаты экспериментов

**Мощность излучения.** Типичная форма импульса напряжения, распространяющегося по передающей линии в сторону КЭ, и форма импульса света показаны на рис.2. Длительность и форма импульса света отличались от таковых для импульса напряжения. Такое же увеличение длительности импульса света по сравнению с длительностью высоковольтного импульса наблюдалось и при возбуждении кристаллов мощным электронным пучком (рис.3). Характерное время затягивания составляло  $\sim 3.5$  нс. Возможные причины увеличения длительности импульса света будут рассмотрены ниже.

На рис.4 показана зависимость пиковой мощности излучения пластин селенида цинка от  $U_0$  для образцов толщиной 0.3, 0.7 и 1.2 мм при зазоре между образцом и АЭ  $z = 2$  мм. Первые два образца были отполированы химико-механическим способом, третий – только механическим. При возбуждении тонких образцов применялся катод в виде усеченного конуса с диаметром вершины 1 мм, а в случае образца толщиной 1.2 мм использовались КЭ и АЭ, выполненные в виде цилиндров с отношениями диаметров 2 мм : 1 мм и 5 мм : 3 мм соответственно. На рис.5 представлены зависимости мощности излучения пластин ZnSe различной толщины от зазора  $z$  при различных  $U_0$ . Из рис.4 и 5 видно, что крутизна нарастания мощности излучения увеличивается с уменьшением толщины пластин, а порог генерации лежит в пределах 10–15 кВ. Максимальная энергия света в импульсе не превышала  $5 \times 10^{-7}$  Дж.

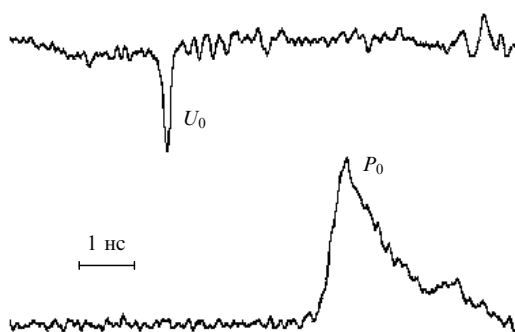


Рис.2. Формы импульса напряжения с амплитудой  $U_0 = 54$  кВ и импульса света мощностью  $P_0 = 210$  Вт при накачке электрическим полем пластины ZnSe толщиной 0.3 мм.

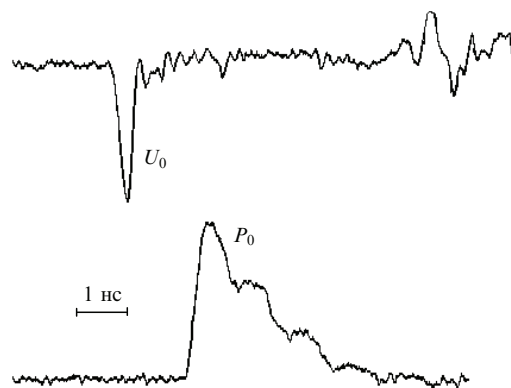


Рис.3. Формы импульса ускоряющего напряжения ( $U_0 = 148$  кВ, плотность тока  $500$  А/см<sup>2</sup>) и импульса лазерного излучения мощностью  $P_0$  ( $\lambda = 555$  нм) при накачке монокристаллической пленки CdSSe толщиной 50 мкм электронным пучком.

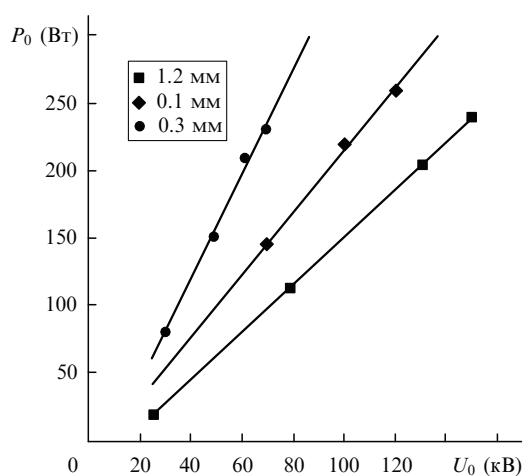


Рис.4. Зависимости мощности  $P_0$  излучения пластин ZnSe различной толщины от напряжения  $U_0$  при зазоре между АЭ и образцами  $z = 2$  мм.

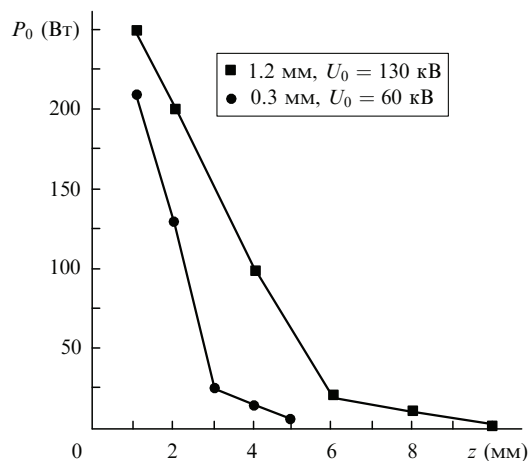


Рис.5. Зависимости мощности  $P_0$  излучения пластин ZnSe различной толщины при  $U_0 = 130$  и 60 кВ от зазора  $z$ .

**Спектральные характеристики.** После достижения порога генерации полуширина спектра уменьшалась до 3 нм, а затем с ростом  $U_0$  от 20 до 150 кВ увеличивалась до 10 нм, при этом максимум спектральной кривой сдвигался в длинноволновую сторону до 480–482 нм. Такой рост ширины спектра генерации и такой сдвиг максимума в красную сторону характерны для стример-

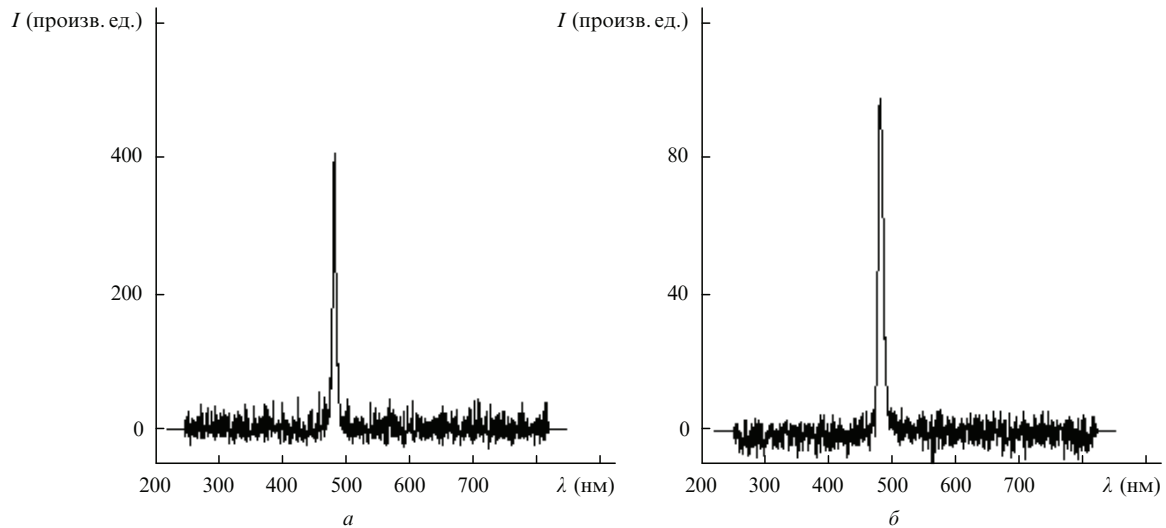


Рис.6. Спектры излучения пластины ZnSe толщиной 0.5 мм в режиме генерации при полевой накачке ( $U_0 = 100$  кВ,  $z = 1.5$  мм) (а) и при накачке электронным пучком (энергия электронов 200 кэВ, диаметр пучка 1 мм, ток 5 А, длительность импульса 500 пс) (б).

ных лазеров и лазеров с накачкой электронным пучком и объясняются увеличением числа низкодобротных мод, температурным сдвигом в длинноволновую область и уменьшением ширины запрещенной зоны за счет межчастичного взаимодействия в электронно-дырочной плазме [4, 9–11].

На рис.6 приведены спектры генерации пластины селенида цинка с накачкой электрическим полем и (для сравнения) спектр генерации лазера с электронным возбуждением, изготовленного из монокристалла ZnSe. В последнем случае камера для накачки электрическим полем заменялась вакуумной камерой с автоэмиссионным катодом. Видно, что приведенные спектры практически совпадают. При возникновении генерации направленность излучения улучшалась. Угол расходимости, определенный по фотографии дальней зоны излучения, составил  $\sim 3^\circ$  [1].

*Влияние формы электродов.* Форма электродов определяет направление силовых линий электрического поля и может воздействовать на процесс развития разряда в полупроводнике. На рис.7 показано влияние формы электродов на свечение пластин. Во всех случаях свечение концентрировалось в местах наибольшей напряженности электрического поля – обычно вокруг кромки КЭ. С увеличением диаметра АЭ разряд распространялся вдоль плоскости пластины и напоминал разряд в аморфном

диэлектрике (рис.7,в). В случае кольцевых электродов, расположенных друг над другом (рис.7,з), генерация возникла по периметру электродов и в центре, напротив конусного электрода, расположенного по центру кольцевого КЭ.

#### 4. Обсуждение

При напряженности электрического поля  $10^6 - 10^7$  В $\times$ см $^{-1}$  за счет ударной ионизации и туннелирования электронов из валентной зоны концентрация электронно-дырочных пар может достигать  $10^{19} - 10^{20}$  см $^{-3}$ . В образовавшейся плотной электронно-дырочной плазме возможны усиление и генерация лазерного излучения [4, 11]. В случае стримерных лазеров такая ситуация возникает на фронте движущегося стримера с диаметром головки 1–5 мкм. Разряд (стример) в этом случае распространяется преимущественно по кристаллографическим направлениям пластин в виде тонких нитей диаметром 1–5 мкм [3–6]. В данном случае из-за сближения КЭ и АЭ средняя напряженность электрического поля в разрядном промежутке значительно возрастает и может достигать  $10^6$  В/см. Кроме того, при разряде в воздухе в местах наибольшей напряженности поля, например у кромки электродов, возникают интенсивные микровспышки, УФ излучение которых способствует возникновению разряда в полу-

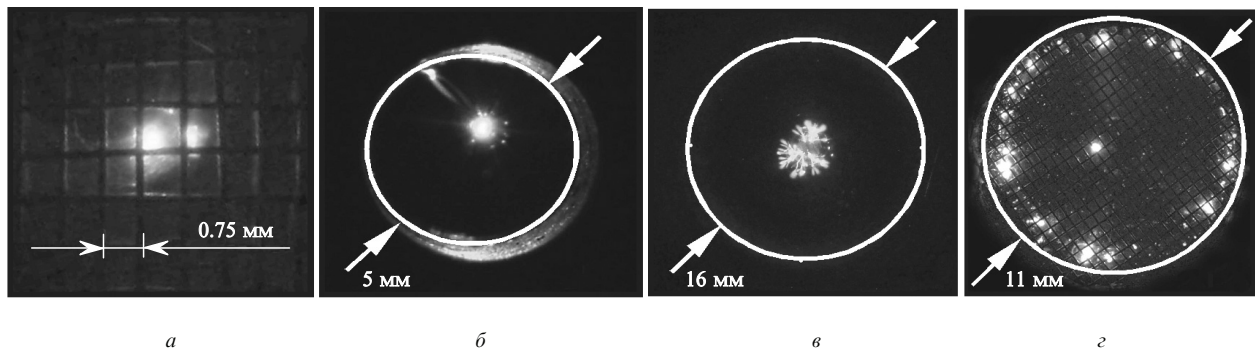


Рис.7. Картины свечения пластин ZnSe при различных формах электродов: КЭ – усеченный конус с диаметром при вершине  $d = 1$  мм, АЭ – сетка с шагом ячейки 750 мкм (а); КЭ – усеченный конус с  $d = 1$  мм, АЭ – полый цилиндр с внутренним диаметром 5 мм (б); КЭ – усеченный конус с  $d = 1$  мм, АЭ – полый цилиндр с внутренним диаметром 16 мм (в); КЭ – полый цилиндр с внутренним диаметром 11 мм и центральным электродом диаметром 1 мм, АЭ – сетка с шагом ячейки 750 мкм (з). Во всех случаях  $U_0 = 115$  кВ,  $z = 1$  мм.

проводнике. В результате разряд распространяется преимущественно в направлении силовых линий электрического поля, а диаметр возбужденной области возрастает до нескольких сотен микрометров, что определяет возможность значительного увеличения активного объема лазеров такого типа. Зависимости мощности излучения от амплитуды импульса напряжения и величины зазора между образцом и АЭ (рис.4 и 5) характеризуются наличием порога, после достижения которого происходит резкое увеличение мощности генерации, характерное для полупроводниковых лазеров. В нашем случае минимальная пороговая напряженность электрического поля составила  $\sim 10^3$  В/см.

Как уже отмечалось, при возбуждении кристаллов полем или электронным пучком (рис.2 и 3) наблюдалось несоответствие формы импульса света форме возбуждающего импульса напряжения. Это может объясняться как возбуждением высокочастотных колебаний в КП падающим импульсом напряжения с длительностью по основанию 300–500 пс, что соответствует частоте  $\sim 1-1.25$  ГГц, так и кинетикой рекомбинационного излучения электронно-дырочной плазмы. Действительно, собственная частота колебаний КП составляет  $\sim 1.2$  ГГц, поэтому можно предположить, что наблюдаемая экспоненциальная форма импульса света отвечает огибающей последовательности импульсов, соответствующих затухающим высокочастотным колебаниям КП. Такой пакетно-импульсный режим возбуждения генерации в стримерном лазере в мегагерцевом диапазоне наблюдался ранее в [12]. Однако возможность установления данного режима вызывает сомнение, т. к. затягивание длительности импульса света наблюдалось и при возбуждении генерации электронным пучком (рис.3). Наиболее вероятной причиной такого затягивания является кинетика рекомбинационного излучения электронно-дырочной плазмы. Известно, что временной отклик ее рекомбинационного излучения обнаруживает «пиковую» структуру, характерную для режима свободной лазерной генерации, и может не повторять форму импульса накачки [11, 13, 14]. К сожалению, применявшиеся оптические регистрирующие приборы с разрешением 0.5–1 нс не могли разрешить вы-

сокочастотные «пиковые» составляющие импульса света. Для уточнения причин и механизма наблюдаемых явлений мы предполагаем провести хронометрические измерения с использованием электронно-оптической камеры с нано- и пикосекундным временным разрешением. Эксперименты по влиянию формы и расположения электродов на картину свечения полупроводников (рис.7) показывают, что можно создать условия для продольной (вдоль разряда) и поперечной генерации в большом числе точек на кристалле, что представляет практический интерес для создания мощных полевых лазеров.

В заключение авторы выражают благодарность В.И. Козловскому и И.В.Крюковой за обсуждение результатов, А.Ф.Артемову за подготовку образцов и А.Г.Резутовой за помощь при проведении экспериментов.

1. Месяц Г.А., Насибов А.С., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. *Квантовая электроника*, **38** (3), 213 (2008).
2. Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А. и др. *Письма в ЖТФ*, **32**, 1 (2006).
3. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. *Письма в ЖЭТФ*, **19**, 650 (1974).
4. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **70** (5), 1751 (1976).
5. Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. *Письма в ЖТФ*, **5** (1), 22 (1979).
6. Зубрицкий В.В., Яблонский Г.П., Грибковский В.П. *ФТП*, **17** (3), 402 (1983).
7. Mesyats G.A., Korovin S.D., Rostov V.V., Shpak V.G., Yalandin M.I. *Proc. IEEE*, **92** (7), 1166 (2004).
8. Яландин М.И., Шпак В.Г. *ЛТЭ*, № 3, 5 (2001).
9. Балтрамеюнас Р.А., Грибковский В.П., Иванов В.А., Куокшис Э.П., Парашук В.В., Яблонский Г.П. *ФТП*, **12** (3), 497 (1978).
10. Козловский В.И., Насибов А.С., Решетов В.И. *Квантовая электроника*, **5** (12), 2624 (1978).
11. Лысенко В.Г., Ревенко В.И., Тратас Т.Г., Тимофеев В.Б. *ЖЭТФ*, **68** (1), 335 (1975).
12. Грибковский В.П., Парашук В.В., Яблонский Г.П. *Квантовая электроника*, **16** (6), 1145 (1989).
13. Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 39 (1978).
14. Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. *Квантовая электроника*, **10** (6), 1165 (1983).