

Излучение полупроводниковой мишени газового диода, возбуждаемой электронным пучком

К.В.Бережной, М.Б.Бочкарев, Г.Л.Даниелян, А.С.Насибов,
А.Г.Реутова, С.А.Шунайлов, М.И.Яландин

Исследовано излучение полупроводниковой мишени газонаполненного диода, возбуждаемой электронным пучком при различных давлениях газа (воздух). На острый катод диода подавались субнаносекундные импульсы высокого напряжения (до 200 кВ). Использовались мишени из монокристаллической пленки CdS толщиной 15–20 мкм с отражающими покрытиями, образующими оптический резонатор, и пластины из ZnSe толщиной 0.7–1 мм. С увеличением давления воздуха от 0.1 до 5 Тор наблюдалось уменьшение амплитуды и длительности импульсов лазерного излучения мишеней. Лазерная генерация ($\lambda = 520$ нм) мишеней из CdS прекращалась при давлении свыше 2.2 Тор. Длительность импульса лазерного излучения менялась в пределах 125–20 пс. Исследование динамики излучения мишеней из ZnSe ($\lambda = 460$ нм) при атмосферном давлении показало, что при зазорах между мишенью и электродами 0.2–1 мм наблюдается интенсивное приповерхностное свечение, состоящее из нескольких импульсов длительностью от 20 до 100 пс, вызванное убегающими электронами. Исследования показали, что убегающие электроны могут играть существенную роль при возбуждении полупроводников субнаносекундными импульсами высокого напряжения.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, газовый диод, убегающие электроны.

1. Введение

При приложении сильного электрического поля ($10^6 - 10^7$ В/см) к полупроводникам в них развивается разряд и становится возможной генерация лазерного излучения. Для получения генерации необходима высокая концентрация неравновесных носителей тока ($10^{18} - 10^{19}$ см $^{-3}$) и быстрое выключение приложенного поля за время, меньшее времени жизни неравновесных носителей ($\sim 10^{-9}$ с) [1]. Такие условия выполняются при развитии разряда за фронтом ионизации [2–4]. Обычно на полупроводниковый образец, помещенный в жидкий диэлектрик, через небольшой зазор от генератора высоковольтных импульсов подается импульс напряжения длительностью десятками наносекунд и амплитудой от 10 до 100 кВ.

Развитие сильноточной пикосекундной электроники больших мощностей определило дальнейшие возможности прогресса в этом направлении. Было показано, что применение субнаносекундных импульсов высокого напряжения значительно улучшает характеристики электроразрядного полупроводникового лазера. В частности увеличение электрической прочности разрядного промежутка позволило сблизить электроды и возбуждать излучение в полупроводниковой мишени (ПМ), помещенной в газонаполненный (воздух) диод (ГД) [5–8]. В этом случае на развитие излучательных процессов в ПМ кроме разряда могут оказывать влияние УФ излучение и уско-

ренные электроны, параметры которых зависят от давления. В нашем случае ПМ размещена между электродами или за анодом ГД, выполненного в виде коаксиальной камеры. Камера согласована с генератором высоковольтных (до 200 кВ) импульсов (ГВИ) длительностью 0.3–1 нс. В работе исследуется возбуждение излучения в ПМ электронным пучком при различных давлениях газа (воздух).

2. Установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. В ГВИ применен принцип обострения фронта и уменьшения длительности высоковольтного импульса, сформированного генератором РАДАН-303, путем последовательного включения разрядников высокого давления (~ 10 атм) и срезающего кольцевого слайсера. Для синхронизации со стрик-камерой используется высоковольтная линия задержки, помещенная между последней ступенью ГВИ и камерой ГД. Подробное описание экспериментальной установки приведено в [9, 10]. В другом варианте величина задержки регулируется длиной волоконно-оптических кабелей [11]. Формы и амплитуды импульсов высокого напряжения фиксируются с помощью емкостных делителей с длительностью переходной характеристики ~ 100 пс (рис.1) и широкополосного осциллографа Tektronix TDS-6154C (15 ГГц, дискретизация 25 пс). Ток электронного пучка измеряется широкополосным датчиком с длительностью переходной характеристики ~ 70 пс.

Динамика излучения и формы импульсов света исследовалась с помощью стрик-камеры с электронно-оптическим преобразователем (модель 173, CORDIN (США)). Для исключения рентгеновского и ослабления видимого излучения применялись свинцовые стекла и оптические фильтры. Использовались полупроводниковые мишени двух типов – ПМ1 и ПМ2, изготовленные из монокристаллов CdS и ZnSe. Монокристаллы были выращены

К.В.Бережной, А.С.Насибов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: nasibov@sci.lebedev.ru; c_bereznoy@lasertrack.ru

Г.Л.Даниелян. Институт общей физики РАН им. А.М.Прохорова, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

М.Б.Бочкарев, А.Г.Реутова, С.А.Шунайлов, М.И.Яландин. Институт электрофизики УрО РАН, Россия, 620016 Екатеринбург, ул. Амундсена, 106; e-mail: yalandin@ierp.uran.ru

Поступила в редакцию 19 октября 2011 г.

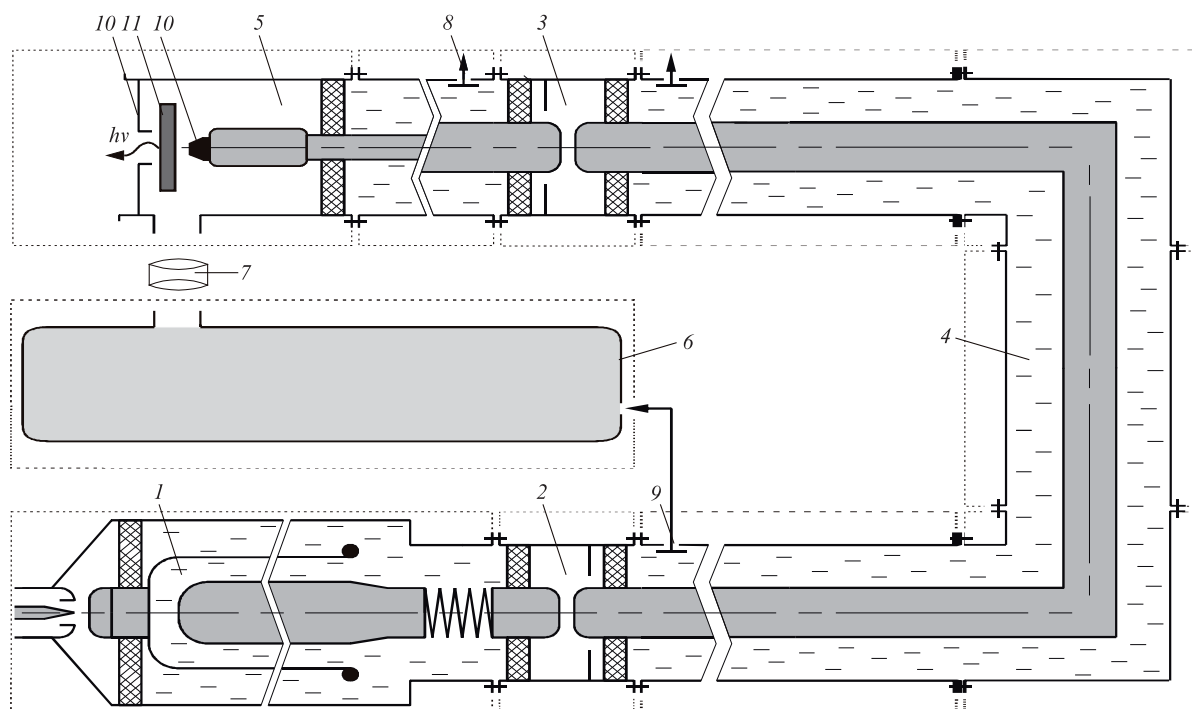


Рис.1. Установка для регистрации динамики излучения мишеней в газовом диоде: 1 – наносекундная двойная формирующая линия; 2, 3 – субнаносекундные преобразователи с обостряющим и срезающим газовыми разрядниками; 4 – высоковольтная коаксиальная линия задержки; 5 – газовый диод; 6 – стрик-камера; 7 – объектив; 8, 9 – емкостные делители напряжения; 10 – электроды испытательной камеры; 11 – полупроводниковая мишень.

методом пересублимации из газовой фазы [12]. Мишень ПМ1 представляет собой монокристаллическую пленку из CdS толщиной 15–20 мкм с отражающими покрытиями, закрепленную на сапфировом диске, а ПМ2 – монокристаллическую пластину из ZnSe толщиной 0.7–1 мм. Схема регистрации излучения ПМ2 при атмосферном давлении со стороны боковой грани и со стороны плоскости показана на рис.2.

3. Эксперимент

Исследовалось влияние тока электронного пучка на параметры излучения мишеней при изменении давления воздуха в ГД от 10^{-1} до 5 Тор и при атмосферном давлении.

В первом случае ПМ1 устанавливалась снаружи диода, вплотную к диафрагме с отверстием диаметром 1 мм, закрытым алюминиевой фольгой толщиной 15 мкм. Зависимости амплитуд импульсов тока и мощности излучения ПМ1 от давления воздуха p приведены на рис.3. Видно, что, начиная с $p \geq 1$ Тор, по мере увеличения давления происходит уменьшение амплитуды и длительности импульсов тока и излучения ПМ1, причем мощность излучения с ростом p падает быстрее, чем амплитуда тока электронного пучка. При $p > 2.2$ Тор лазерная генерация ПМ1 прекращалась, что обусловлено снижением тока пучка до порогового значения.

На рис.4 показаны фотохронограммы импульсов лазерного излучения ПМ1 при $p = 0.1, 0.7, 1.5$ и 2.2 Тор.

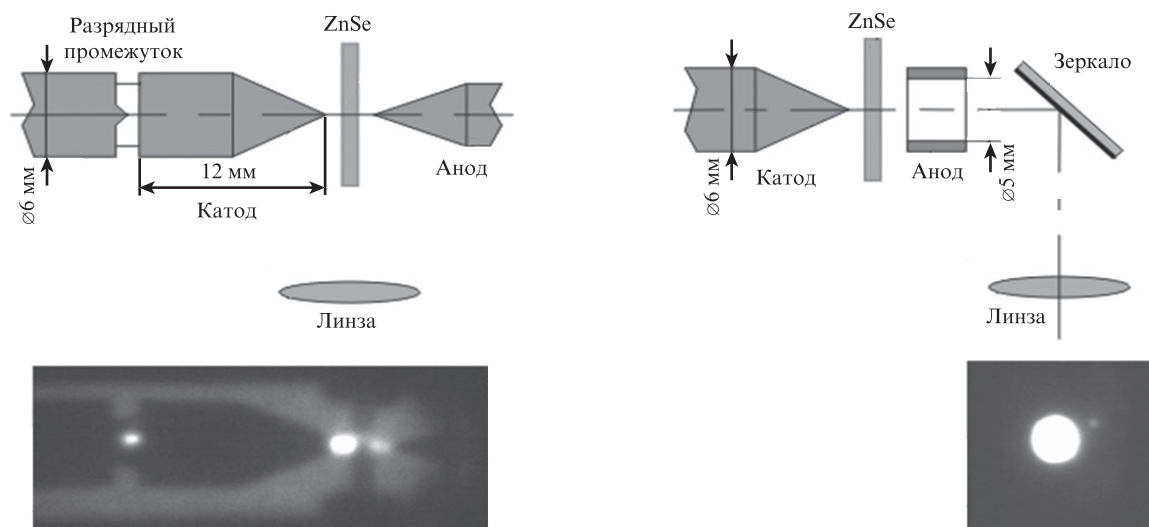


Рис.2. Схема регистрации излучения мишени из ZnSe со стороны боковой грани (а) и со стороны плоскости (б). Фотографии свечения получены в режиме открытого затвора камеры без использования развёртки и коллимирующей щели.

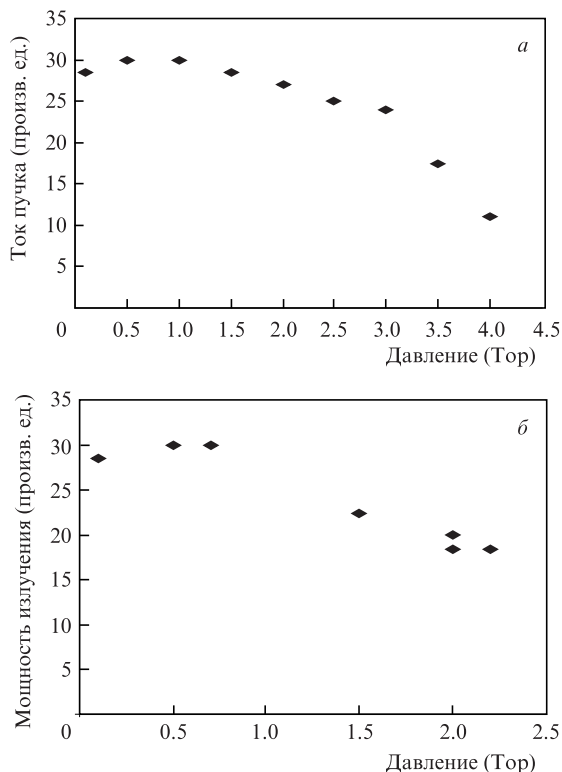


Рис.3. Зависимости амплитуд импульсов тока электронного пучка (а) и мощности излучения (б) ПМ1 от давления газа.

Длительность импульса излучения на полувысоте с увеличением давления уменьшается со 120 до 20 пс. На фронте импульсов излучения в диапазоне $p = 0.1-2$ Тор на-

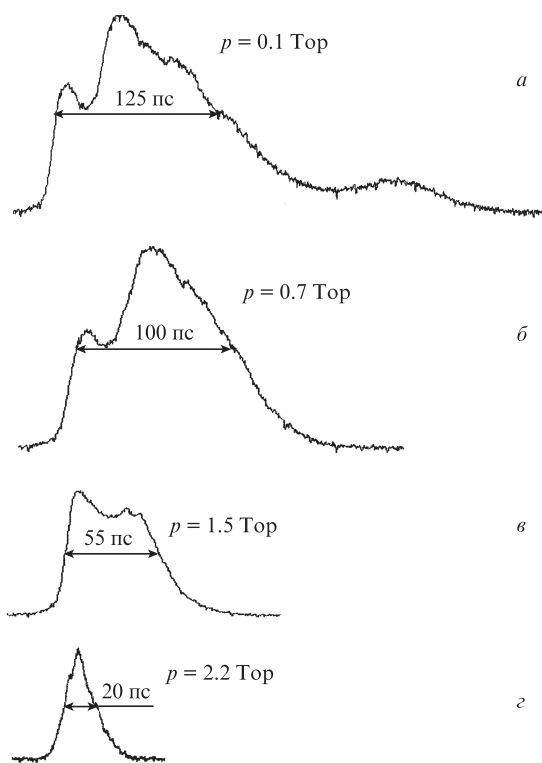


Рис.4. Изменение формы и длительности импульсов лазерного излучения ПМ1 ($\lambda = 520$ нм), возбуждаемой электронным пучком, при различных давлениях газа в ГД.

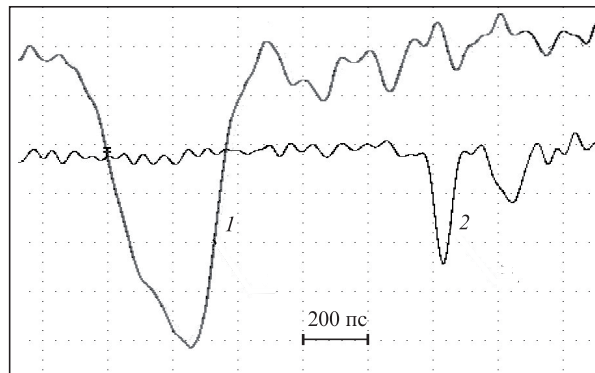


Рис.5. Типичная осциллограмма импульса напряжения амплитудой 180 кВ (1) и тока (2) убегающих электронов (0.3 А) при атмосферном давлении (радиус острия катода ~1 мм, анод – AlBe-фольга).

блюдаются два характерных выброса. По мере роста давления укорочение длительности импульсов происходит последовательно со стороны спада, и при $p > 2$ Тор на импульсах излучения и электронного тока наблюдается только один пикок.

Дальнейшие исследования проводились при атмосферном давлении воздуха. Электронный ток, регистрируемый в этом случае, обычно называют током убегающих электронов (см., напр., [13]). Типичная осциллограмма импульса электронного тока при атмосферном давлении приведена на рис.5. Динамика излучения исследовалась в двух вариантах (рис.2). В первом варианте монокристаллическая пластина из ZnSe (ПМ2) устанавливалась между двумя стальными электродами. Катодный электрод состоял из двух цилиндров диаметром 6 мм, разделенных образующей разрядник щелью. Свечение щелевого разрядника служило реперной точкой на развертке стрик-камеры. Конусные части катодного и анодного электродов имели вершину с радиусом закругления 0.5–1мм. Такая геометрия электродов позволяла максимально локализовать местоположение точки выхода излучения и фиксировать динамику излучения со стороны боковой грани мишени (см. рис.2,а). Во втором варианте анод был выполнен в виде полого стального цилиндра с внутренним диаметром 5 мм, и свечение регистрировалось со стороны плоскости ПМ2 (рис.2,б). Фотохронограммы излучения ПМ2 представлены на рис.6.

4. Обсуждение

Процесс воздействия электронного пучка на полупроводниковые мишени можно разбить на две основные стадии. На первой стадии ($p < 1.5$ Тор) амплитуды импульсов тока пучка и мощности излучения с ростом давления газа меняются незначительно, а длительности импульсов последовательно уменьшаются со стороны спада (рис.3 и 4). Изменение длительности тока пучка объясняется уменьшением времени задержки пробоя с ростом давления газа. В ПМ1 после достижения пороговой плотности тока (~ 100 А/см²) возникает генерация лазерного излучения. На переднем фронте импульсов света наблюдается пикок длительностью 20–40 пс (рис.4).

На второй стадии, начиная с $p > 1.5$ Тор, происходит быстрое уменьшение амплитуды и длительности импульсов тока пучка и лазерного излучения ПМ1 (рис.3 и 4). Это объясняется дальнейшим уменьшением времени задержки

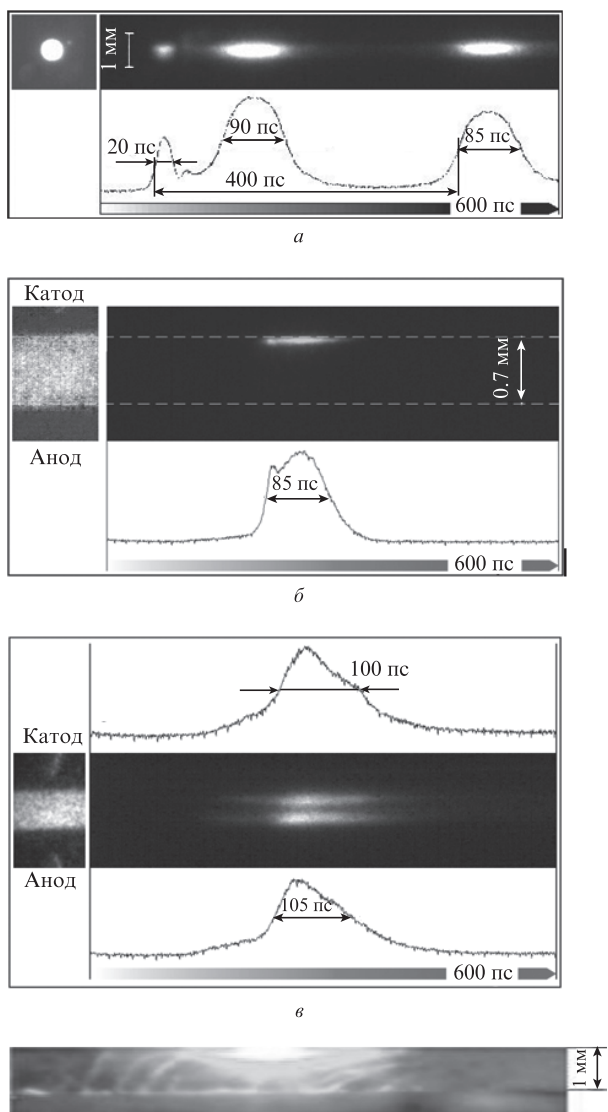


Рис.6. Фотохронограммы излучения мишени из ZnSe ($\lambda = 460$ нм) при атмосферном давлении со стороны плоскости, обращенной к аноду (см. рис.2,б), расстояние катод–пластина 1 мм, пластина – анод 0.5 мм (а); со стороны боковой грани (см. рис.2,а), расстояние катод – пластина 0.2 мм, анод – пластина 0.75 мм (б) и со стороны боковой грани пластины, электроды удалены на расстояние 0.5 мм от пластины (в); г – фотография свечения пластины ZnSe под действием электронного пучка с энергией 170 кэВ. Глубина области приповерхностного возбуждения совпадает с глубиной свечения на рис. 6,в.

и пробоем на фронте импульса напряжения. При $p \geq 2.2$ Тор (см. рис.3,б) лазерное излучение ПМ1 прекращается, поскольку значение тока пучка снижается до порогового.

Основные результаты, полученные при регистрации динамики излучения ПМ-2 в воздухе, таковы:

- излучающая область локализуется вблизи поверхности (рис.6,б) а импульс излучения обычно состоит из первого пика длительностью ~ 20 пс и следующего за ним основного (второго) длительностью 80–100 пс (рис.6,в);

- при уменьшении зазора между катодным электродом и плоскостью пластины до 0.2 мм время между первым коротким пиком и вторым – основным – сокращается, и он сливается с основным (рис.6,а);

- за вторым импульсом излучения следует третий, длительность и амплитуда которого несколько (на 10%–15%) отличаются от второго импульса (рис.6,а);

- при одинаковых зазорах между электродами и полупроводниковой пластиной (0.5 мм) наблюдается излучение, локализованное вблизи обеих поверхностей пластины (рис.6,в).

Обсудим эти результаты. При распространении разряда в полупроводнике средняя скорость движения фронта разряда обычно составляет $(3-5) \times 10^8$ см/с. За время действия импульса напряжения длительностью ~ 300 пс фронт разряда и соответственно свечение мишени должны переместиться на глубину, примерно равную толщине полупроводниковой пластины (0.7–1 мм), а длительность светового импульса, зависящая от длины стримера, должна превысить 100 пс [2–4]. Однако в нашем случае излучение локализуется у поверхности полупроводника, а длительность световых импульсов изменяется в пределах 100 пс. Плохо поддается объяснению и зависимость временного интервала между первым пиком и основным импульсом от расстояния между катодным электродом и поверхностью пластины.

В то же время наблюдаемые явления достаточно хорошо объясняются результатами, полученными при измерении параметров импульсов тока уходящих электронов при атмосферном давлении (см. рис.5). С увеличением напряженности электрического поля (уменьшение зазора катод–полупроводник) время задержки между первым пиком и основным импульсом тока уменьшается (рис.6,а,б). Вторым импульс излучения соответствует повторной инжекции электронов на отрицательном полупериоде импульса напряжения. На рис.6,г показана фотография свечения пластины ZnSe со стороны боковой грани. Пластина устанавливалась непосредственно за диафрагмой вакуумированного диода и возбуждалась электронным пучком с энергией 170 кВ и плотностью тока ~ 100 А/см². Видно сходство приповерхностного свечения пластины на рис.6,г и в, подтверждающее, что излучение пластины при атмосферном давлении возникает под действием пучка уходящих электронов. После окончания импульсов тока пучка проводимость диода резко возрастает (происходит пробой), что обычно приводит к возникновению стримерного разряда в полупроводнике. Отсутствие каналов разряда от одной плоскости мишени к другой объясняется шунтирующим действием ее поверхности, т.к. проводимость мишени под воздействием ионизирующего излучения возросла.

Тем не менее все еще остается ряд вопросов, ответить на которые в настоящее время сложно. К ним относится возникновение интенсивного приповерхностного излучения, обычно наблюдаемого при достаточно высокой плотности тока пучка. Действительно, пороговая плотность тока, при которой возникают суперлюминесценция и генерация лазерного излучения в полупроводниковых лазерах на основе соединений A_2B_6 при ускоряющих напряжениях 100–200 кВ и комнатной температуре, обычно составляет ~ 100 А/см² [9]. Между тем плотность тока электронного пучка, полученная ранее в экспериментах с газовым диодом при атмосферном давлении, не превышала нескольких А/см² [14, 16]. Следует отметить, что геометрия электродов и межэлектродные расстояния в [14, 15] сильно отличалась от наших – там, как правило, применялись трубчатые катоды диаметром до 6 мм, а расстояние между катодом и анодом изменялось в пределах 5–10 мм. В нашем случае два конических электрода приближались на расстояние 0.2–0.75 мм к высокоомной ($\sim 10^8$ Ом·см) пластине толщиной 1 мм со статической

диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \sim 8$, что приводило к значительному усилению и концентрации электрического поля в зазорах пластина–электроды. Поскольку диаметр светящегося пятна составлял 100–200 мкм (рис.6,*a*), то даже при малых токах пучка (не более 0.1 А) плотность тока могла значительно превышать пороговую (~ 100 А/см²). На фотохронограмме с равноудаленными электродами (рис.6,*б*) видно, что свечение из противоположных плоскостей пластины происходит синхронно и в течение отрицательного полупериода импульса напряжения. В противном случае импульс излучения со стороны плоскости, обращенной к аноду, был бы смещен во времени относительно импульса с противоположной стороны. Объяснить синхронность свечения плоскостей можно следующим образом. Пучок электронов со стороны катода возбуждает мишень и меняет полярность пластины с этой стороны на отрицательную. Соответственно полярность анодной стороны пластины меняется на положительную, что приводит к инжекции электронного пучка и к возбуждению излучения пластины.

Возникновение последовательности из нескольких световых импульсов (рис.6,*a*) обусловлено тем, что первый импульс (длительностью 20 пс) возникает при воздействии на мишень сгустка убегающих электронов, а второй (90 пс) и третий (85 пс) отвечают колебаниям тока, связанным с отрицательными полупериодами колебаний напряжения.

Проведенные исследования показали, что при возбуждении излучения полупроводниковых мишеней субнаносекундными импульсами высокого напряжения [5–8] необходимо учитывать влияние электронного пучка, возникающего в газовой среде в широком диапазо-

не давлений. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-08-00371-а и №10- 08-01219-а).

1. Басов Н.Г., Вул Б.М., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **37**, 587 (1950).
2. Basov N.G., Molchanov A.G., Nasibov A.S., Obidin A.Z., Pechenov A.N., Popov U.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10** (9), 794 (1974).
3. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **70** (5), 1750 (1976).
4. Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А. *Письма в ЖТФ*, **5** (1), 22 (1979).
5. Месяц Г.А., Насибов А.С., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. *ЖЭТФ*, **133** (6), 1162 (2008).
6. Месяц Г.А., Насибов А.С., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. *Квантовая электроника*, **38** (3), 213 (2008).
7. Бережной К.В., Насибов А.С., Шапкин П.В., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. *Квантовая электроника*, **38** (9), 829 (2008).
8. Berezhnoy K.V., Nasibov A.S., Reutova A.G., Shapkin P.V., Shunailov S.A., Yalandin M.I. *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, **18** (4), 285 (2009).
9. Насибов А.С., Бережной К.А., Шапкин П.В., Реутова А.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. *ПТЭ*, №1, 75 (2009).
10. Бережной К.В., Бочкарев М.Б., Насибов А.С., Реутова А.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. *ПТЭ*, №2, 124 (2010).
11. Насибов А.С., Бережной К.В., Бочкарев М.Б., Даниелян Г.Л., Реутова А.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. *Сб. докл. 20-й Между. конф. «Лазеры, измерения, информация»* (С.-Петербург: Изд-во СПбГУ, 2010, т. 1, с. 5–13).
12. Коростелин Ю.В., Тихонов В.Г., Шапкин П.В. *Труды ФИАН*, **202**, 202 (1991).
13. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. *Физика импульсного пробоя газов* (М.: Наука, 1991).
14. Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. *Письма в ЖТФ*, **32** (1), 35 (2006).
15. Тарасенко В.Ф., Рыбка Д.В., Бакшт Е.Х., Костыря И.Д., Ломаев М.И. *ПТЭ*, №2, 62, (2008).