

07;10

Сравнительное исследование генерационных характеристик лазера на кристаллах CdS при накачке низкоэнергетическими и высокоэнергетическими пучками электронов

© П.А. Бохан, П.П. Гугин, Дм.Э. Закревский, В.И. Соломонов,
А.В. Спирина

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск

E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург

E-mail: plasma@ier.uran.ru

Поступило в Редакцию 6 апреля 2011 г.

Проведены эксперименты по возбуждению кристалла CdS радиально сходящим электронным пучком, генерируемым открытым разрядом. Энергия пучка до 18 keV, плотность тока пучка на образце до 4 kA/cm², длительность импульса на полувывоте $\tau \approx 12-100$ ns. Для сравнительных исследований использовалась накачка электронами с энергией 170 keV длительностью 2.2 ns. Отличительной особенностью при возбуждении мощными низковольтными и высоковольтными пучками является возникновение ранее не наблюдаемой длинноволновой генерации с пиком в области $\lambda \approx 535$ nm на полосе электронно-дырочной плазмы. В области межзонного перехода с пиком на $\lambda \approx 515$ nm спектры генерации подобны известным в литературе.

Накачка полупроводниковых лазеров электронными пучками (ЭП) позволяет возбуждать генерацию в рабочих средах независимо от ширины их запрещенной зоны, что привело к созданию эффективных лазеров видимого и УФ-диапазонов спектра [1,2]. Применение импульсной накачки приводит к получению излучения с наносекундной [1,2] и пикосекундной длительностью [3] с большой мощностью излучения.

В последнее время достигнут значительный прогресс в создании структур с очень низким порогом возбуждения как по энергии электронов ЭП, так и по плотности тока [4–9], что открывает перспективы дальнейшего развития данного типа лазеров. Прогресс в этой области также зависит от простоты и надежности генераторов ЭП и диапазона их функциональных возможностей.

В данной работе исследована возможность накачки кристаллов CdS ЭП, генерируемых открытым разрядом (ОР) [10], и проведено сравнение полученных генерационных характеристик с таковыми при накачке ЭП с энергией ~ 170 keV, генерируемых в вакуумном диоде [1,2]. Использование ОР позволяет с помощью простых средств получать ЭП с широким диапазоном параметров — от непрерывного до импульсного наносекундной длительности с импульсной мощностью свыше 100 MW [11] и энергией электронов от единиц до десятков keV [12]. Накачка газовых лазеров ЭП, генерируемых в ОР, в ряде случаев приводит к существенному улучшению их параметров [13,14], позволяет реализовать эффективные широкоапертурные источники света [15] и др.

Для возбуждения полупроводниковых лазеров удобна структура ОР, представленная на рис. 1. Разряд зажигается между катодом 1 из карбида кремния SiC и сетчатым анодом 2 из фотолитографической Mo-сетки с геометрической прозрачностью $\mu = 85\%$ и характерным размером ячейки $\delta = 0.3$ mm. Расстояние катод–анод (ускорительный зазор) составляет 3 mm при радиусе анода $R_a = 22$ mm. Площадь катода равна 9.8 cm². Эмиссия электронов из катода происходит под действием фотоподсветки резонансными линиями рабочих благородных или молекулярных газов в ВУФ-диапазоне спектра [16,17], что позволяет получать однородный разряд с больших площадей при высоком напряжении и наносекундными фронтами импульсов. В процессе развития разряда поле концентрируется в узком прикатодном слое уже на начальной стадии [16]. Благодаря этому осуществляется бесстолкновительное ускорение электронов с энергией, практически равной eU , где U — приложенное напряжение. В геометрии рис. 1 это приводит к генерации радиально сходящегося ЭП и получению в области оси ленточного пучка длиной 2.5 cm и шириной 0.5–1 mm, зависящей от энергии электронов ЭП и давления рабочего газа. В фокус ЭП помещался образец 3 CdS толщиной 1.5 mm с полированными поверхностями. Излучение образца можно было регистрировать как со

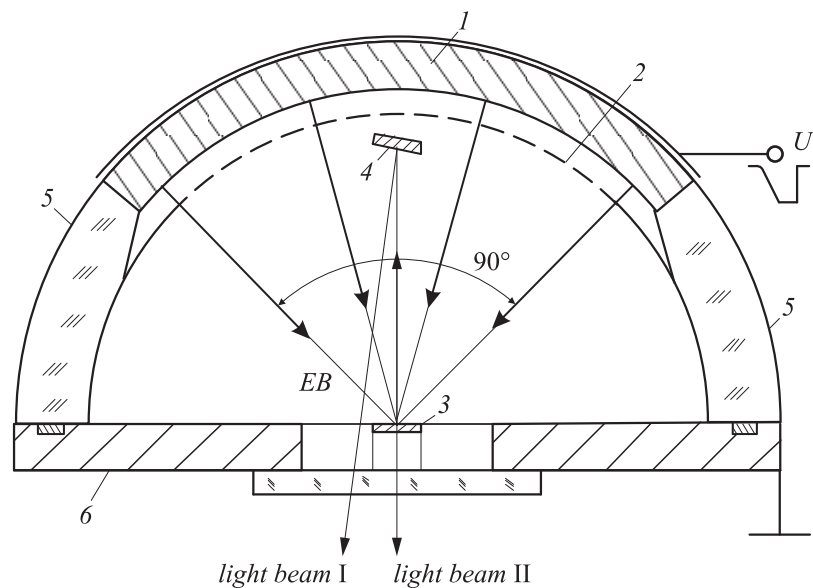


Рис. 1. Конструкция источника электронного пучка: 1 — катод; 2 — анод; 3 — кристалл CdS; 4 — зеркало; 5 — изолятор; 6 — металлическое основание, гальванически связанное с анодом.

стороны воздействия ЭП (луч I, отраженный от небольшого зеркала 4), так и с противоположной стороны (луч II).

Питание ускорителя осуществлялось от генератора с обостри- тельной емкостью C_p , равной накопительной $C_s \approx 0.5-1 \text{ nF}$ [17] при напряжении на C_s до 20 kV. Рабочая среда — чистый гелий или его смесь с водородом в пропорции 5:1 и давлением, которое выбирается в зависимости от напряжения и желаемой длительности ЭП от 3 до 20 Torr. На рис. 2 в качестве примера приведены осциллограммы тока через ускорительный зазор и напряжения на нем, а также относительной мощности генерации при разных длительностях накачки.

Для сравнительных исследований использовался ЭП от генератора РАДАН-220 с длительностью 2.2 ns, плотностью тока 155 A/cm^2 и средней энергией электронов 170 keV [18]. Исследования проводились

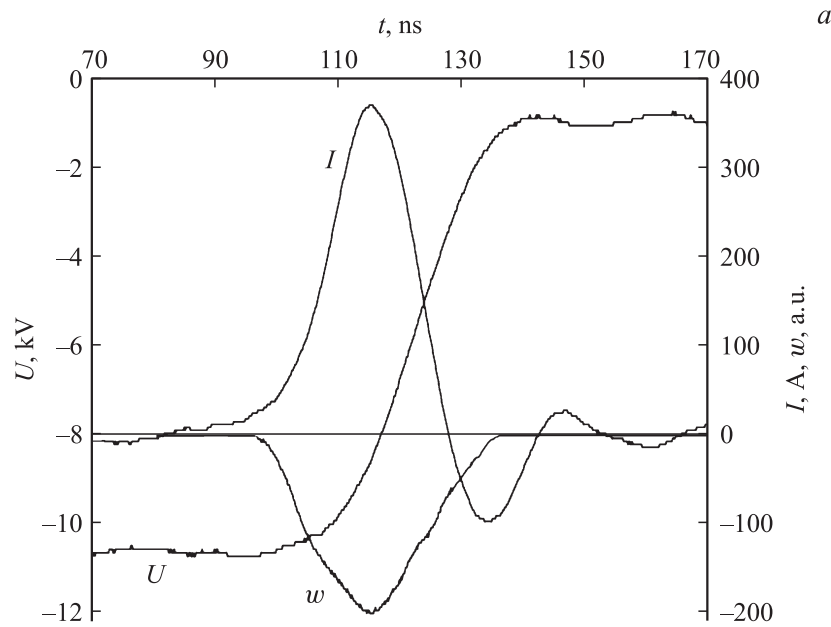


Рис. 2. Типичные осциллограммы напряжения U , тока I и генерации w при разных длительностях накачки.

при комнатной температуре образцов, облучаемых электронами в воздухе. В качестве образцов использовались кристаллы CdS в виде пластин толщиной 1.5 mm, изготовленных из той же пластины, что и в экспериментах с ЭП, генерируемым в ОР. Поверхности пластин не полировались, но торец пластин скалывался по грани кристалла. Измерялся спектр излучения, исходящего с облучаемого электронами свежего скола торца пластины и с плоских неполированных поверхностей с облучаемой и не облучаемой сторон.

На рис. 3 приведены спектры генерации CdS в режиме сверхизлучения, т.е. без нанесения зеркальных покрытий на поверхности кристалла, при накачке ЭП, генерируемого в ОР ($U \approx 12$ kV, $I \approx 100$ A, $\tau \approx 60$ ns). Такой же спектр генерации наблюдается и при накачке коротким импульсом, осциллограмма которого приведена на рис. 2, а. При

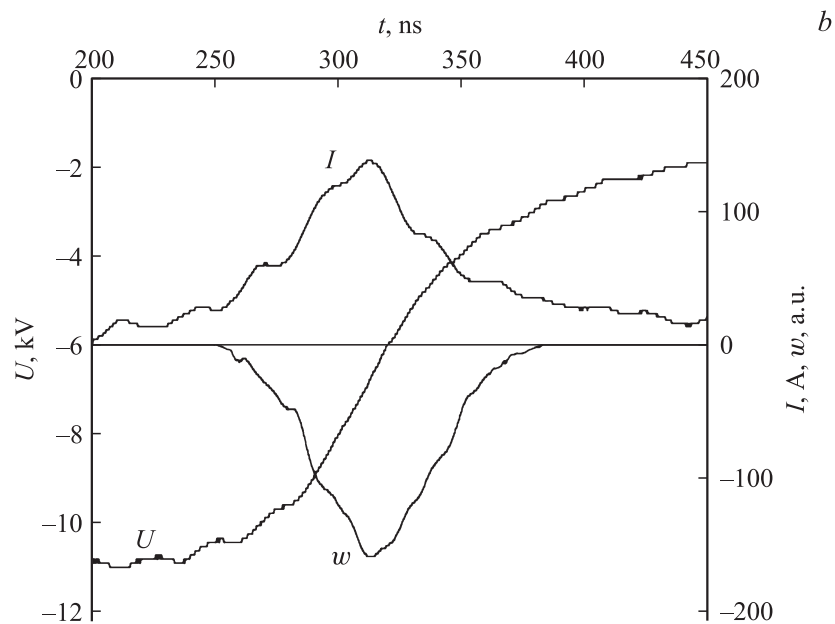


Рис. 2 (продолжение).

наблюдении со стороны воздействия ЭП (луч I) спектр излучения имеет два пика с $\lambda_1 \approx 515$ nm и $\lambda_2 \approx 535$ nm (кривая 1), а с противоположной стороны (луч II) — один доминирующий пик с $\lambda_2 \approx 535$ nm (кривая 2). Этот пик располагается в переходной области пропускания кристалла (кривая 3). Для сравнения на рис. 3 приведены спектры генерации CdS, возбуждаемой электронами высокой энергии от ускорителя РАДАН-220 (кривая 4 — генерация от скола торца пластины; кривая 5 — генерация от плоской облучаемой поверхности). Видно, что спектр генерации, зарегистрированный со скола торца пластины, подобен спектру луча I. В нем также доминирует коротковолновый пик при $\lambda_1 \approx 515$ nm, но второй максимум при $\lambda_2 \approx 535$ nm выражен слабее. В спектре генерации со стороны облучаемой поверхности пластины, как и в [19], полностью сохраняется длинноволновая часть с $\lambda \geq 530$ nm, но отсутствует коротковолновое крыло полосы при $\lambda_1 \approx 515$ nm, что при-

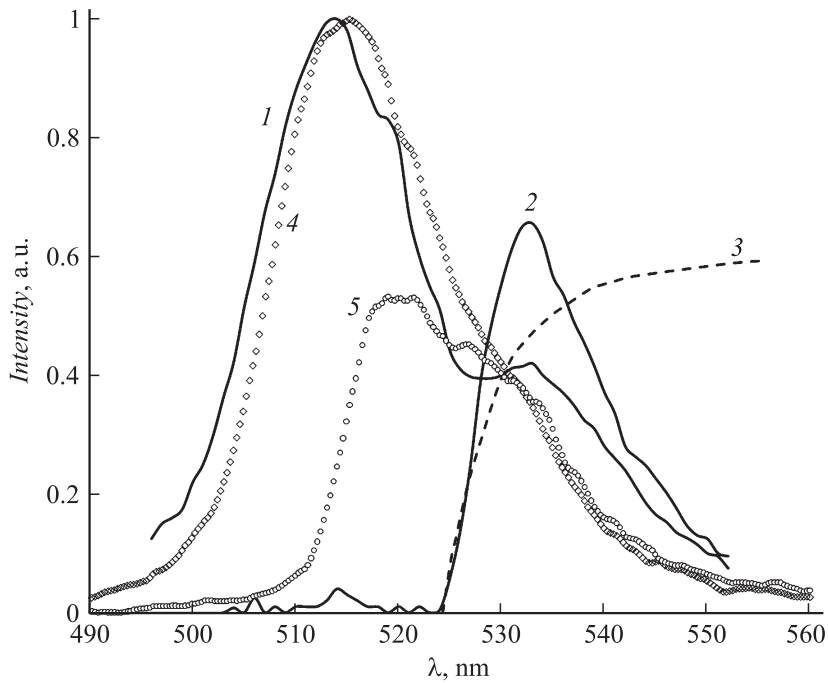


Рис. 3. Спектральные характеристики кристалла CdS: спектр генерации под действием низкоэнергетическим (1 — light beam I; 2 — light beam II) и высокоэнергетическим (4 — скол торца; 5 — плоская поверхность); 3 — спектр пропускания кристалла.

водит к эффективному смещению максимума этой полосы к $\lambda \approx 520$ nm. Спектр генерации с необлучаемой поверхности идентичен спектру луча II (кривая 2).

В области коротковолновой полосы с центром при $\lambda_1 \approx 515$ nm (кривая 1 для низкоэнергетичных электронов и кривая 4 для высокоэнергетичных электронов) спектры излучения практически идентичны спектрам генерации из работы [2]. Поэтому ее следует считать результатом межзонного перехода из возбужденных состояний зоны проводимости в пустые состояния валентной зоны.

Эта полоса расположена в области фундаментального поглощения невозбужденного кристалла CdS. Возбуждение же кристалла осуществляется на глубине проникновения электронов. При энергии ЭП 10 и 170 keV она составляет $d = 0.35$ и $65 \mu\text{m}$ соответственно [1,20]. Поскольку в наших экспериментах использовался кристалл толщиной 1.5 mm, то его большая часть оставалась невозбужденной. Поэтому отсутствие коротковолновой полосы с центром при $\lambda_1 \approx 515 \text{ nm}$ в спектре излучения, вышедшего через необлучаемую поверхность пластины при возбуждении и низкоэнергетичными, и высокоэнергетичными электронами объясняется ее поглощением невозбужденной частью кристалла. С другой стороны, на поглощение этого коротковолнового излучения существенное влияние оказывает состояние поверхности, сквозь которую выходит излучение. В частности, при прохождении излучения через неполированную шероховатую поверхность, облучаемую ЭП, имеет место частичное поглощение наиболее коротковолновой части этой полосы (кривая 5).

Генерация во втором пике ($\lambda_2 \approx 535 \text{ nm}$), насколько известно авторам, зарегистрирована впервые, а ее мощность лишь в ~ 1.5 раза меньше, чем в коротковолновом диапазоне. Интересно отметить, что ее спектральный диапазон начинается вблизи границы прозрачности кристалла ($\sim 524 \text{ nm}$) и заканчивается уже в области высокой прозрачности ($\sim 555 \text{ nm}$), где коэффициент поглощения составляет всего 0.15 cm^{-1} . Поэтому она хорошо проходит сквозь невозбужденную часть кристалла. Данную полосу авторы [21,22] связывают с излучением электронно-дырочной плазмы. Эта плазма образуется в приповерхностном слое кристалла толщиной порядка глубины проникновения электронов при мощной накачке [19,21,22], обеспечиваемой в условиях наших экспериментов.

Из представленных результатов следует, что при накачке мощными пучками низкоэнергетичных электронов ($\sim 10 \text{ keV}$) возбуждается генерация не только на известной полосе оптического межзонного перехода, но и на полосе излучения электронно-дырочной плазмы в области прозрачности кристалла CdS. На рис. 4 приведены типичные зависимости тока ЭП и относительной мощности генерации от амплитуды напряжения на ускорительном зазоре, снятые в одинаковых условиях. Видно, что порог по энергии ЭП для генерации в полосе электронно-дырочной плазмы несколько выше, чем на межзонном переходе, а мощ-

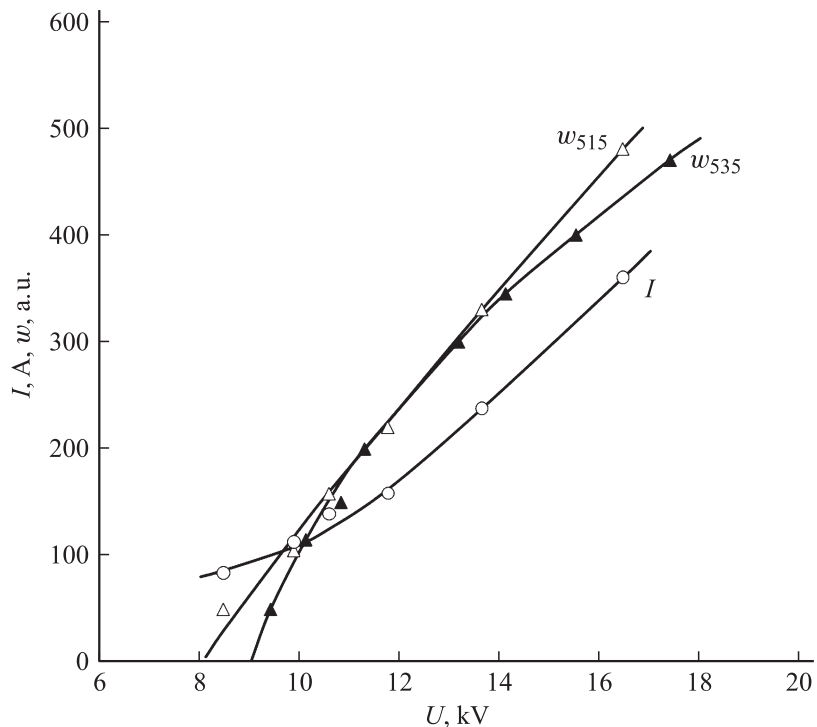


Рис. 4. Зависимости тока I и относительной мощности генерации w от напряжения U на ускорительном промежутке (w_{515} — $\lambda = 515$ nm; w_{535} — $\lambda = 535$ nm).

ность генерации с ростом U и I испытывает тенденцию к насыщению. Максимально достигнутая суммарная мощность генерации составила 1.5 kW при токе разряда ~ 800 A, напряжении в момент пика тока 14 kV при начальном 18 kV и длительности импульса тока на полувысоте 18 ns (оцененная плотность тока на образце ~ 4 kA/cm²).

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность накачки широкозонного полупроводника CdS мощными низкоэнергетическими пучками, генерируемыми в открытом разряде. Отличительной особенностью полученной генерации является возникновение длинноволнового

пика генерации $\lambda_2 \approx 535$ nm, ранее не наблюдавшегося при возбуждении ЭП с энергией свыше 100 kV или низкоэнергетическими пучками с относительно меньшей плотностью накачки.

Работа выполнена при поддержке интеграционным проектом СО РАН и УрО РАН № 91 и грантом РФФИ № 09-02-00775.

Список литературы

- [1] *Богданкевич О.В.* // Квантовая электроника. 1994. Т. 21. С. 1131.
- [2] *Крюкова И.В.* Физические процессы в полупроводниковых импульсных лазерах с накачкой электронными пучками. М.: МГТУ им. Баумана, 2009. 444 с.
- [3] *Насибов А.С., Бережной К.В., Шайкин П.В.* и др. // Приборы и техника эксперимента. 2009. № 1. С. 75.
- [4] *Molva E., Accomo R., Labrunie G.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 796.
- [5] *Herve D., Accomo R., Molva E.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 2144.
- [6] *Zverev M.M., Sorokin S.V., Sedova I.V.* et al. // Phys. Stat. Sol. 2002. V. 229. P. 1025.
- [7] *Зверев М.М., Иванов С.В., Перегудов Д.В.* и др. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. С. 909.
- [8] *Зверев М.М., Гамов Н.А., Жданова Е.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 24. С. 1.
- [9] *Донской Е.Н., Жданова Е.В., Залялов А.Н.* и др. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. С. 1097.
- [10] *Бохан П.А., Сорокин А.Р.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 89.
- [11] *Бохан П.А.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. С. 61.
- [12] *Сорокин А.Р., Бохан П.А.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. С. 86.
- [13] *Little С.Е.* Metal Vapour Lasers. Chichester, New-York, Weinheim, Singapore, Toronto: Wiley & Sons, 1999. 619 p.
- [14] *Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Казарян М.А.* и др. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: Физматлит, 2011.
- [15] *Муратов Е.А., Рахимов А.Г., Суетин Н.В.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 5. С. 121.
- [16] *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 599.
- [17] *Vokhan P.A., Zakrevsky D.E.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 091 502.
- [18] *Solomonov V.I., Michailov S.G., Lipchak A.I.* et al. // Laser Physics. 2006. V. 16. P. 126.

- [19] *Соломонов В.И., Михайлов С.Г.* Импульсная катодолуминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ. Екатеринбург: УрО РАН, 2003. 182 с.
- [20] *Кольчужкин А.М., Учайкин В.В.* Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978. 255 с.
- [21] *Коваленко В.А., Крюкова И.В., Прокофьева С.П.* // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 1790.
- [22] *Вайсбурд Д.И., Семин Б.Н., Таванов Э.Г.* и др. Высокоэнергетическая электроника твердого тела. Новосибирск: Наука, 1982. 228 с.