

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

КОМПЛЕКС ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИШЕНЕЙ,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ,
МОДУЛИРОВАННЫМ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТОЙ

© 2019 г. А. С. Насибов^{а,*}, К. В. Бережной^а, И. Д. Тасмагулов, М. И. Яландин^б,
А. Г. Садыкова^б, М. Р. Ульмаскулов^б, С. А. Шунайлов^б

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
Россия, 119999, Москва, Ленинский просп. 53

^б Институт электрофизики УрО РАН
Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

*e-mail: nas2121@mail.ru

Поступила в редакцию 03.04.2019 г.

После доработки 15.04.2019 г.

Принята к публикации 21.04.2019 г.

Представлен комплекс аппаратуры для диагностики параметров лазерного излучения полупроводниковых мишеней, возбуждаемых импульсами электронного пучка, модулированными высокой частотой. Экспериментально продемонстрирована возможность управления формой и длительностью лазерного излучения в пикосекундном диапазоне путем высокочастотной модуляции импульса ускоряющего напряжения. На мишени из сульфида кадмия ($\lambda = 525$ нм) получен цуг импульсов лазерного излучения с максимальной интенсивностью до $2 \cdot 10^7$ Вт/см².

DOI: 10.1134/S0032816219050240

Возможность лазерного излучения полупроводников при возбуждении сильным импульсным электрическим полем или ускоренными электронами впервые была обоснована Н. Г. Басовым, Б. М. Вулом и Ю. М. Поповым, а затем реализована в работах отечественных и зарубежных ученых (см., например, монографии [1, 2]). Несмотря на достигнутые успехи в теоретических и экспериментальных работах, оставались недостаточно исследованными особенности лазерного излучения полупроводниковых мишеней (п.м.) в субнаносекундном диапазоне.

Трудности таких исследований, прежде всего, были обусловлены сложностью создания комплекса аппаратуры для возбуждения и диагностики п.м. Между тем, при возбуждении полупроводника высокоинтенсивными пикосекундными импульсами электрического поля или электронного пучка возможно возникновение ряда эффектов, которые могут привести к увеличению интенсивности и эффективности генерации лазерного излучения. К таким эффектам можно отнести просветление пассивной области полупроводника, уменьшение нагрева активной области и потерь на излучение в течение времени жизни неравновесных носителей заряда.

Значительные успехи в создании мощных субнаносекундных источников электромагнитных полей и плотных электронных потоков [3–5] определили новые возможности формирования пикосекундных импульсов с требуемыми параметрами и, таким образом, создания новых направлений в исследовании физических процессов в сильно возбужденных полупроводниках [6, 7]. Для возбуждения и диагностики излучения полупроводниковых мишеней были созданы стенды, оснащенные широкополосной аппаратурой [7–10]. На этих стендах получены следующие наиболее важные результаты:

— в пикосекундном диапазоне на мишени из CdS в зеленой области спектра ($\lambda = 522$ нм) достигнута рекордная для полупроводниковых лазеров с возбуждением электронным пучком пиковая интенсивность излучения $3 \cdot 10^7$ Вт/см² и пиковая мощность 10 МВт;

— с увеличением давления в камере диода от 10^{-1} Торр до атмосферного наблюдалось последовательное уменьшение длительности тока электронного пучка и лазерного излучения мишени от сотен до десятков пикосекунд, при этом форма светового импульса повторяла форму импульса тока; при атмосферном давлении на мишени из

ZnSe достигнута суперлюминесценция ($\lambda = 480$ нм), возбуждаемая уходящими электронами;

– при возбуждении импульсным электрическим полем мишени из твердого раствора ZnCdS, при движении стримерного разряда от одной поверхности полупроводниковой мишени к противоположной, наблюдалась последовательная генерация лазерного излучения на трех спектральных линиях 509, 480 и 469 нм.

Дальнейшее уменьшение длительности и повышение мощности лазерных импульсов в пикосекундном диапазоне связано с необходимостью увеличения плотности мощности источника. Так, например, для эффективного преобразования энергии электронного пучка (э.п.) в лазерное излучение в пикосекундном диапазоне требуемая плотность мощности может превышать 10^9 Вт/см².

Одним из способов решения этой задачи является высокочастотная модуляция электрического поля. Возбуждение полупроводниковой мишени электронным пучком, увеличение энергии и модуляция которого происходят за счет с.в.ч.-поля в одном или нескольких объемных резонаторах, было предложено в 1968 г. и осуществлено в 1971 г. [11]. Используя 4-резонаторный ускоритель электронов с предварительной группировкой электронного потока, удалось получить на п.м. из GaAs, охлаждаемой жидким азотом, генерацию с.в.ч.-импульса лазерного излучения в инфракрасном диапазоне. По грубым оценкам мощность генерации в коротком пиксе равнялась ~10 кВт. К сожалению, технические и экспериментальные сложности ограничили дальнейшее развитие этих экспериментов.

В данной работе описаны аппаратура и методики, определяющие возможность снижения пороговой мощности э.п. и формирования высокоинтенсивных лазерных импульсов в пикосекундном диапазоне путем высокочастотной модуляции импульсов высокого напряжения нелинейной гиромангнитной ферритовой линией с регулируемым насыщением. Принцип снижения пороговой мощности э.п. основан на существовании пороговой энергии E_{th} , при которой возникает генерация лазерного излучения. Величина E_{th} при заданных параметрах п.м. зависит от трех основных параметров: ускоряющего напряжения U , плотности тока i_e и длительности t_e электронного пучка. При увеличении длительности t_e и при постоянной величине ускоряющего напряжения U соответственно уменьшается плотность тока i_e , при которой возникает генерация. Очевидно, что если п.м. возбуждается модулированным э.п. или цугом ультракоротких импульсов длительностью $t_p < t_e$ с энергией возбуждения $E_k \leq E_{th}$, то в этом случае пороговая энергия может быть достигнута при выполнении условий $E_{th} = \sum_{k=0}^n E_k$ и $\tau \geq t_e \geq T$, где $T \approx 2t_p$ – пе-

риод частоты модуляции ускоряющего напряжения, τ – время жизни неравновесных носителей заряда.

После достижения пороговой энергии возникает генерация лазерного излучения, повторяющего форму импульса модулированного э.п. Если необходимо сократить длительность импульса лазерного излучения в несколько раз с сохранением формы, интенсивности и эффективности преобразования энергии э.п. в лазерное излучение, то необходимо возбудить мишень импульсами э.п., число которых увеличено, а длительность сокращена в равное количество раз. Изменяя параметры возбуждающего импульса, при выполнении вышеприведенных условий, можно менять задержку, длительность и интенсивность излучения.

Рассмотрим несколько подробнее эти условия. Генерация лазерного излучения возникает, когда усиление компенсирует все потери в оптическом резонаторе п.м. В свою очередь, коэффициент усиления g зависит от концентрации n неравновесных носителей заряда (н.н.з.). В импульсном режиме работы n можно оценить по объемной скорости G генерации н.н.з. и длительности t_e воздействия электронного пучка на п.м. [1]:

$$n \approx G\tau(1 - e^{-t_e/\tau}), \quad (1)$$

$$G = i_e U / 3E_g z_a q, \quad (2)$$

где i_e – плотность тока э.п. с учетом потерь при взаимодействии с поверхностью мишени; U – ускоряющее напряжение; $3E_g$ – энергия, затрачиваемая на ионизацию одной электронно-дырочной пары; E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника; z_a – активная глубина проникновения э.п.; q – заряд электрона. Из (1) и (2) следует, что при пороговой концентрации n_{th} пороговая плотность мощности (интенсивность) э.п. будет определяться по формуле

$$I_{e\ th} = i_{e\ th} U \approx I_{e\ th\ min}(1 - e^{-t_e/\tau})^{-1}, \quad (3)$$

где $I_{e\ th\ min}$ – минимальное значение пороговой плотности мощности, которое достигается при $t_e \approx \tau$. С увеличением I_e генерация перемещается к началу возбуждающего импульса э.п., в первом приближении повторяя его форму. Оценить уменьшение порога генерации с увеличением t_e можно из соотношения

$$N \approx (1 - e^{-t_{e2}/\tau}) / (1 - e^{-t_{e1}/\tau}). \quad (4)$$

Например, в случае $t_{e1}/\tau = 0.1$ и $t_{e2}/\tau = 1$ порог генерации при t_{e2} по сравнению с t_{e1} должен уменьшиться примерно в 7 раз. Время жизни в сульфиде кадмия $\tau \sim 1$ нс, отсюда эквивалентная частота модуляции $F \approx 0.5/t_{e1} = 5$ ГГц. Изменение пороговой плотности мощности в зависимости от длительности возбуждающего импульса показано на рис. 1.

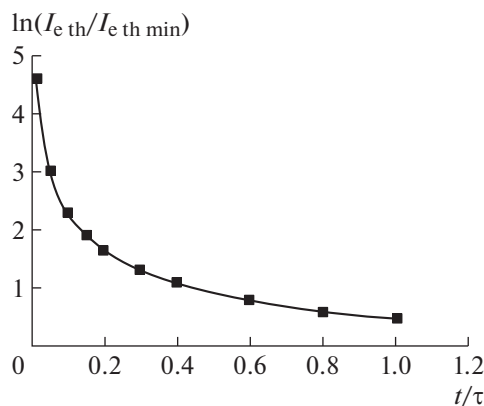


Рис. 1. Изменение величины пороговой плотности э.п. в зависимости от времени возбуждения п.м.

Схема комплекса для исследования п.м. в режиме возбуждения э.п. с применением высокочастотной модуляции ускоряющего напряжения приведена на рис. 2. Импульс высокого напряжения генератора РАДАН-303 поступает на первую ступень двухступенчатого амплитудно-временного преобразователя 1, подробное описание которого приведено в работе [12]. На первой ступени используется индуктивно-емкостный метод компрессии импульса напряжения с одновременным укорочением фронта импульса ускоряющего напряжения до 200 пс. После первой ступени компрессии напряжение импульса увеличивается с -150 до -220 кВ.

Вторая ступень — нелинейная гиромангнитная ферритовая линия (НГФЛ) с регулируемым насыщением. Параметры такой линии и определенная величина поля намагничивания обеспечивают

высокочастотную модуляцию вершины импульса с частотой до 5 ГГц и глубиной модуляции не менее 50%. Конструктивно ферритовая линия представляет собой коаксиальную линию (внешний/внутренний диаметры 18/8 мм) с масляной изоляцией под давлением 5 атм, в которую встроены ферритовые кольца из NiZn. Ферритовая сборка выполнена из колец марки ВНП с внешним/внутренним диаметрами 16/10 мм. Общая длина сборки ~ 400 мм.

Линия работала в режиме подмагничивания с помощью внешнего соленоида, установленного поверх ферритовой линии. Магнитное поле задавалось величиной постоянного тока программируемого источника, питающего соленоид, обеспечивая возможность в определенном диапазоне оптимизировать параметры выходного импульса. Данное техническое решение позволяет дополнительно сократить время нарастания импульса напряжения.

Для амплитуды выходного напряжения -200 кВ и тока подмагничивания ~ 55 кА/м получен фронт импульса длительностью ~ 85 пс. Важным моментом является также отсутствие предимпульса перед основным импульсом на выходе ферритовой линии, который всегда формируется в газовых коммутаторах, как, например, в первой ступени, из-за наличия емкости между электродами разрядника, что в результате может непредсказуемо влиять на параметры пучка заряженных частиц.

Амплитуда и форма импульса контролируются широкополосным емкостным датчиком, встроенным в передающую линию 2. Источником электронов является диод 3 с графитовым катодом, работающим в режиме взрывной эмиссии. За катодом на расстоянии 3–6 мм установлена

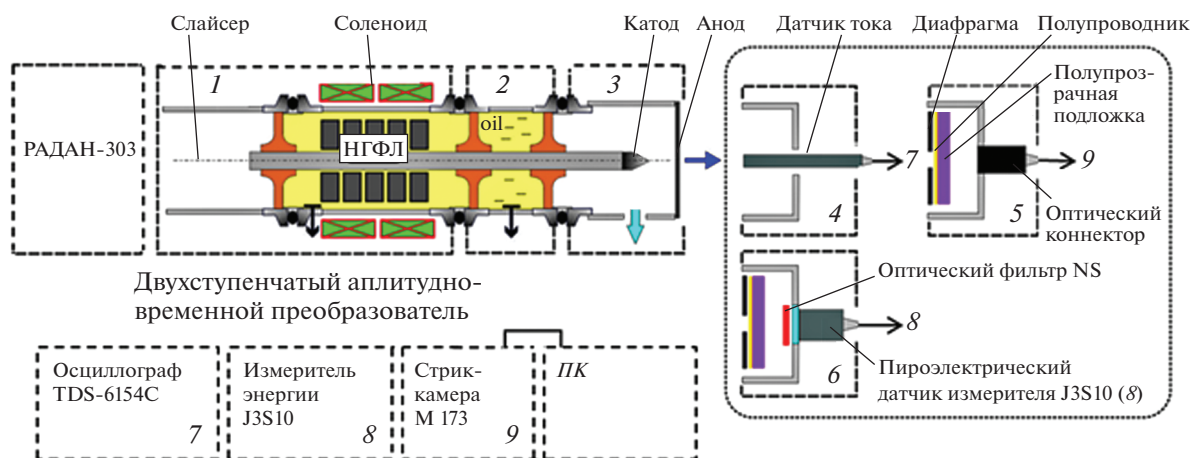


Рис. 2. Схема комплекса для возбуждения и диагностики излучения полупроводниковой мишени, возбуждаемой модулированным электронным пучком. РАДАН-303 — генератор импульсов высокого напряжения; 1 — гибридный двухступенчатый преобразователь высоковольтного импульса генератора; НГФЛ — нелинейная гиромангнитная ферритовая линия; 2 — передающая линия с делителем напряжения; 3 — камера диода; 4–6 — насадки с полупроводниковыми мишенями и датчиками для измерения тока э.п. и характеристик лазерного излучения; ПК — персональный компьютер.

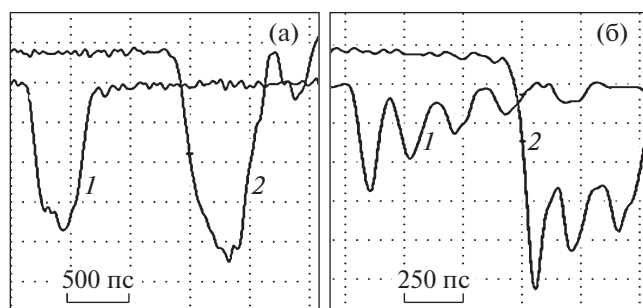


Рис. 3. Осциллограммы импульсов тока э.п. (1) и напряжения (2): а — без модуляции вершины импульса, б — с модуляцией.

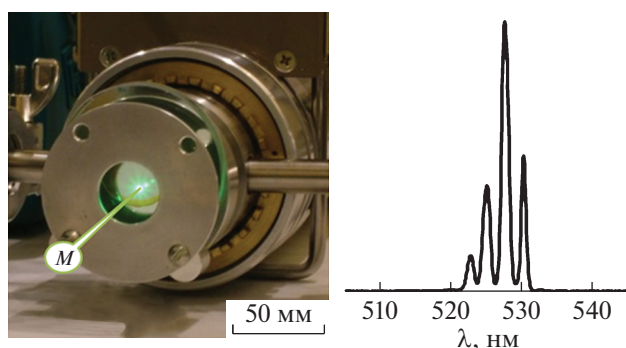


Рис. 4. Камера диода с лазерной мишенью *M* из сульфида кадмия (а) и спектр генерации мишени (б).

диафрагма (анод) с отверстием, закрытым Al-Ве-фольгой. Для исследования характеристик диода и полупроводниковых мишеней в пикосекундном диапазоне использовались разные насадки (4–6). Необходимая насадка перед началом эксперимента устанавливалась на расстоянии в не-

сколько миллиметров от фланца диода. Плотность тока измерялась широкополосным сенсором 4 [13].

Для регистрации спектра, динамики излучения и формы импульса света применялась насадка 5 с коннектором и микролинзой, фокусирующей излучение п.м. на вход волоконно-оптического кабеля (в.о.к.). Энергия лазерного излучения контролировалась пироэлектрическим детектором J3S10 (8). Выход в.о.к. соединялся со стрик-камерой 9 (модель 173, Cordin) или спектрометром (модель MS-257 фирмы Oriol Instruments). Сигналы с выхода стрик-камеры подавались на вход персонального компьютера (ПК) и наблюдались на его мониторе. Время задержки импульса света относительно импульса синхронизации регулировалось длиной в.о.к. Форма импульса света определялась по профилю фотохронограммы. Для ослабления сигнала перед детекторами устанавливались оптические фильтры типа NS. Для регистрации импульсов напряжения и тока использовался осциллограф Tektronix TDS-6154C (полоса пропускания 15 ГГц). На рис. 3 представлены осциллограммы тока (кривые 1) и напряжения (кривые 2) без модуляции (рис. 3а) и с модуляцией (рис. 3б). Видно, что после модуляции импульса высокого напряжения длительность фронта импульсов тока и напряжения сократилась более чем в 2 раза.

К полупроводниковым соединениям, которые используются для изготовления лазеров с возбуждением э.п., относятся бинарные: ZnS, ZnO, ZnSe, CdS, CdSe, а также их твердые растворы: ZnCdS, ZnCdSe, CdSSe, излучающие от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра. Из перечисленных соединений наиболее детально исследованы физические характеристики сульфида кадмия. Поэтому на первой стадии исследования применялись п.м., изготовленные из

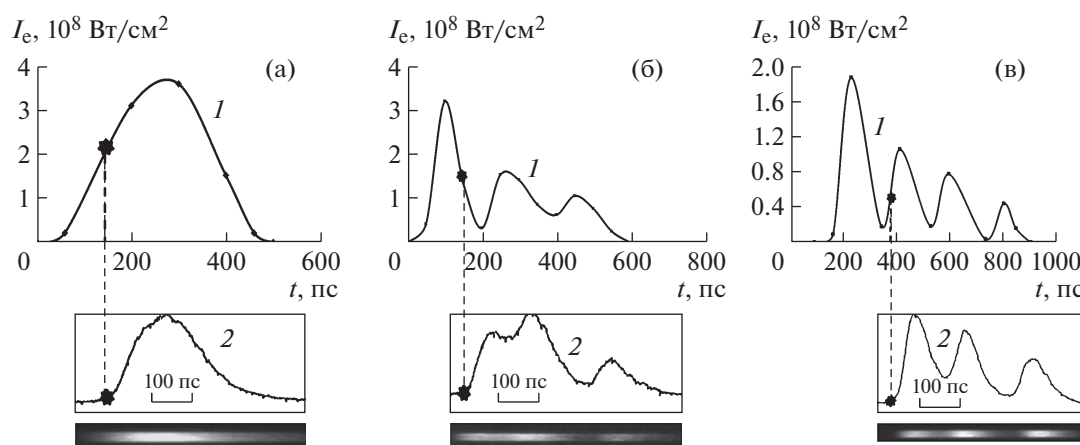


Рис. 5. Изменение плотности мощности э.п. за время длительности импульсов напряжения (1) без модуляции (а) и с модуляцией высокой частотой (б, в), профили (2) и фотохронограммы импульсов лазерного излучения. Звездочкой отмечено начало генерации лазерного излучения.

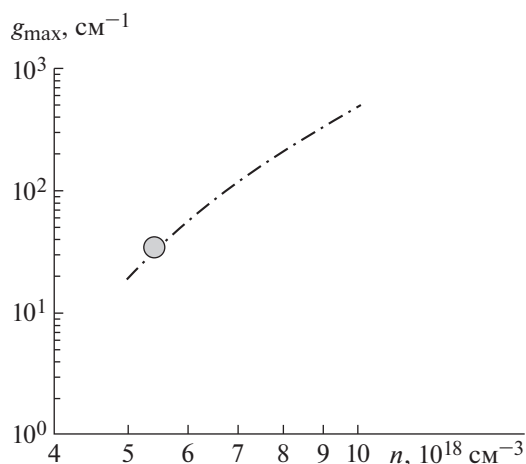


Рис. 6. Зависимость максимального коэффициента оптического усиления $g_{\max}$ от концентрации н.н.з. для CdS при 300 К (расчет [17]). Отмечена точка на кривой, соответствующая результатам, полученным в данной работе.

монокристаллической пленки CdS, закрепленной на сапфировой подложке. Толщина пленки выбиралась с учетом активной глубины проникновения э.п. На плоскости пленки были нанесены отражающие покрытия, образующие оптический резонатор: металлическое со стороны э.п. и многослойное диэлектрическое с противоположной. Полупроводниковая мишень была изготовлена по технологии, соответствующей условиям высокоэффективной генерации [14, 15]. Диаметр электронного пятна на п.м. равнялся 0.75 мм. Камера диода с лазерной мишенью из сульфида кадмия и типичный спектр излучения в режиме генерации показаны на рис. 4.

Методика эксперимента заключалась в регистрации осциллограмм импульсов ускоряющего напряжения, тока э.п. и фотохроннограмм лазерного излучения с последующей их обработкой и анализом полученных результатов. На рис. 5 показаны рассчитанные по осциллограммам тока и напряжения изменения плотности мощности импульсов э.п. (кривые 1) без модуляции и с высокочастотной модуляцией, профили (кривые 2) и фотохроннограммы импульсов лазерного излучения.

Рассмотрим полученные результаты. На рис. 5а лазерное излучение (2) возникает с задержкой на фронте импульса э.п. (1) и затем достаточно точно повторяет его форму. Некоторая затяжка на спаде импульса света может быть объяснена спадом спонтанного излучения. На рис. 5б и 5в наблюдается увеличение задержки лазерного излучения, и форма лазерного излучения (2) не всегда соответствует форме импульса э.п. (1). Максимальная интенсивность лазерного излучения J_{Lm} в случаях рис. 5а–5в равнялась соответственно: $J_{Lm(a)} \approx$

$\approx 4 \cdot 10^7$ Вт/см², $J_{Lm(b)} \approx 1.9 \cdot 10^7$ Вт/см², $J_{Lm(v)} \approx 10^7$ Вт/см². Во всех трех случаях рассчитанная концентрация н.н.з. в точках возникновения генерации равнялась $n_{th} \approx 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Оптический коэффициент усиления, соответствующий данной концентрации, должен быть равен всем потерям, приведенным к длине оптического резонатора. В нашем случае, при высоких ускоряющих энергиях и плотностях тока э.п., суммарные потери в оптическом резонаторе в основном определялись потерями на зеркалах и составляли $\sim 25\text{--}30$ см⁻¹ [7]. Эти данные достаточно хорошо (см. рис. 6) совпадают с результатами теоретических расчетов зависимости коэффициента оптического усиления $g_{\max}$ от концентрации н.н.з. с учетом электронно-дырочной корреляции для CdS при $T = 300$ К [16]. Из графика, приведенного на рис. 6, видно, что коэффициенту $g_{\max} \approx 30$ см⁻¹ соответствует концентрация $n \approx 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Более подробно методика расчета с учетом формы импульса э.п. приведена в [17].

Таким образом, из полученных результатов следует, что возбуждение полупроводниковой мишени электронным пучком, модулированным высокой частотой, при выполнении условия, когда длительность возбуждающего импульса t_e меньше времени жизни н.н.з. τ и больше периода высокочастотных колебаний T , открывает достаточно широкий круг возможностей управления лазерным излучением полупроводниковой мишени, а именно:

- позволяет снизить пороговую плотность мощности э.п., при которой возникает генерация (рис. 5);
- допускает изменение длительности лазерных импульсов изменением частоты модуляции;
- возможна регулировка формы импульса лазерного излучения (рис. 5б) и временной задержки импульса лазерного излучения относительно возбуждающего импульса э.п. (рис. 5).

Заметим, что высокочастотная модуляция э.п. с применением методов нелинейной электродинамики рациональна прежде всего в тех случаях, когда достигнута максимальная плотность мощности и дальнейшее сокращение длительности импульса с сохранением эффективности преобразования энергии э.п. в лазерное излучение возможно только путем накопления предпороговой плотности н.н.з. за время, не превосходящее время жизни.

Полученные результаты подтвердили возможность использования разработанного комплекса аппаратуры для дальнейших исследований увеличения интенсивности и сокращения длительности лазерных импульсов в пикосекундном диапазоне. Задачей последующих этапов работы являются дальнейшее увеличение частоты и мощности э.п.

с применением методов нелинейной электродинамики и исследования по применению данного метода для получения пикосекундных импульсов высокой интенсивности на лазерных мишенях из других полупроводников.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках программы № 10 Президиума РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры. М.: Наука, 1976.
2. Крюкова И.В. Физические процессы в полупроводниковых импульсных лазерах с накачкой электронными пучками. М.: МГТУ им. Баумана, 2009.
3. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
4. Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 175. № 3. С. 225
5. Насибов А.С., Бережной К.В., Шапкин П.В., Реутова А.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // ПТЭ. 2009. № 1. С. 75.
<https://doi.org/10.1134/S0020441209010102>
6. Месяц Г.А., Насибов А.С., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // ЖЭТФ. 2008. Т. 133. № 6. С. 1162.
7. Бережной К.В., Бочкарев М.Б., Даниелян Г.Л., Насибов А.С., Реутова А.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 1. С. 34.
<https://doi.org/10.1070/QE2012v042n01ABEH000000>
8. Яландин М.И., Бочкарев М.Б., Шунайлов С.А., Садыкова А.Г., Насибов А.С., Баграмов В.Г., Бережной К.В., Васильев Б.И. // ПТЭ. 2017. № 5. С. 100.
<https://doi.org/10.7868/S0032816217050135>
9. Насибов А.С., Даниелян Г.Л., Баграмов В.Г., Бережной К.В., Шапкин П.В. // Краткие сообщения по физике. 2011. № 4. С. 17.
10. Баграмов В.Г., Даниелян Г.Л., Насибов А.С., Подвызников В.А., Тасмагулов И.Д., Чевокин В.К. // Краткие сообщения по физике. 2018. Т. 45. № 4. С. 19.
11. Богданкевич О.В., Королев С.В., Наседкин А.А., Олихов И.М., Петров Д.М. // Квантовая электроника / Под ред. Н.Г. Басова. М.: Сов. радио, 1971. № 4. С. 97.
12. Ulmaskulov M.R., Mesyats G.A., Sadykova A.G., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. Issue 4. P. 045106.
13. Reutova A.G., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I. // Proc. 15th Int. Symp. on High Current Electronics. Tomsk: HCEI SB RAS. 2008. P. 111.
14. Козловский В.И., Насибов А.С., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Таленский О.Н., Шапкин П.В. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 2. С. 351.
15. Daneu V., DeGloria D.P., Sanchez A., Osgood R.M. // Appl. Phys. Lett. 1986. 49 (10). P. 8.
16. Nabiev R.F., Popov Yu.M. Laser — cathode ray tubes. N.Y.: Nova Science Publishers, Inc. 1996. V. 221. P. 1.
17. Насибов А.С., Баграмов В.И., Бережной К.В., Бочкарев М.В., Садыкова А.Г., Тасмагулов И.Д., Шарупов К.А. // Краткие сообщения по физике. 2018. № 12. С. 3