

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.373.13

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДНИКА С ЛАЗЕРНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

© 2025 г. А. И. Липчак^{a,*}, Н. Б. Волков^a, И. А. Журавлев^a

^a Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук
Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

* e-mail: lipchak@iep.uran.ru

Поступила в редакцию 22.07.2024 г.

После доработки 18.10.2024 г.

Принята к публикации 19.11.2024 г.

Представлены методика и реализующая ее установка для оптического зондирования импульсной плазмы, инициируемой излучением YAG:Nd³⁺-лазера в высоковольтном газовом коммутаторе с лазерным управлением, который может использоваться в качестве первичного ключа сильноточного высоковольтного импульсного электронного ускорителя-генератора типа РАДАН. Исследования проводились в естественной атмосфере. Приводятся первые результаты измерений динамики коэффициента поглощения лазерного излучения в плазме, полученной на данной установке. Эти данные свидетельствуют о реализации условий нелинейного поглощения излучения лазера плазмой при плотностях энергии возбуждения более 240 Дж/см², они позволяют выработать рекомендации по выбору параметров запуска разрядника с целью минимизации нестабильности его включения.

DOI: 10.31857/S0032816225010054, EDN: GGORCS

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерная плазма является ключевым элементом, определяющим стабильность и точность включения газоразрядных коммутаторов высокого давления с оптическим управлением [1, 2]. Несмотря на десятилетия с момента появления таких устройств, интерес к их совершенствованию определяется как их уникальными свойствами, так и сложностью процессов, происходящих в них. В качестве их преимуществ отмечаются полная изоляция управляющих цепей от управляемых и возможность предварительного создания плазменного длинного канала с высокой проводимостью, имеющего различные конфигурации [3, 4]. Это стимулирует активность в изучении лазерной плазмы в различных условиях в настоящее время [5, 6].

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве основного элемента установки использовался ранее разработанный разрядник с оптическим управлением для высоковольт-

ного импульсного генератора-ускорителя типа РАДАН. Он содержит два полированных нержавеющих электрода, выполненных в виде тел вращения с профилем Роговского, которые могут располагаться на расстоянии 3–10 мм друг от друга (рис. 1). В катоде по оси было проделано отверстие диаметром 2 мм для ввода излучения лазера. Излучение фокусировалось на аноде

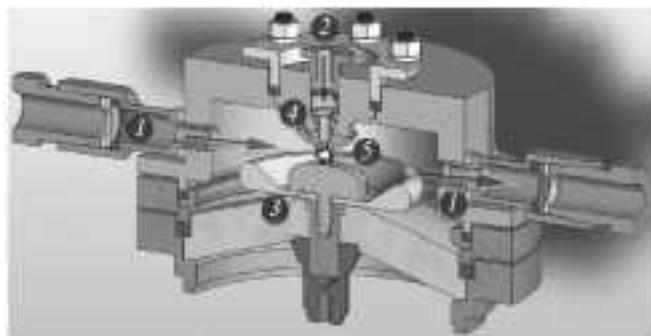


Рис. 1. Разрядник с оптическим управлением для высоковольтного импульсного генератора-ускорителя типа РАДАН: 1 – зондирующий лазерный импульс, 2 – зажигающий лазерный импульс, 3 – анод, 4 – катод, 5 – лазерная плазма.

линзой с фокусным расстоянием 100 мм. Экспериментально установлено [7], что такая конфигурация обеспечивает минимальную нестабильность (джиттер) включения при уровне напряжения на газовом зазоре 90–95% от напряжения самопробоя и при нарастании напряжения за время порядка 10^{-6} с ($dU/dt \sim 10^{11}$ В/с), типичном для зарядки двойной формирующей линии сильноточного высоковольтного импульсного генератора-ускорителя типа РАДАН [8].

На рис. 2 представлена принципиальная схема экспериментальной установки. Для формирования плазмы использовалось излучение первой гармоники YAG:Nd³⁺-лазера с $\lambda = 1064$ нм. Наряду с этим для зондирования плазмы в направлении, нормальному к оси зажигающего импульса, использовалась вторая гармоника этого лазера, $\lambda = 532$ нм. Диафрагмированный пучок проходил в области минимального расстояния между электродами. Апертура зондирующего импульса была ограничена диафрагмой с диаметром $D = 0.8$ мм (см. рис. 2, нижняя врезка). В данной работе приведены результаты зондирования плазмы на расстоянии $r = D/2$ от анода до оси апертуры зондирующего импульса – так, чтобы он “скользил” по аноду.

Причина использования второй гармоники заключается в следующем известном соотношении [9], которое определяет пороговую концентрацию электронов, выше которой зондирование невозможно, поскольку излучение не проходит сквозь плазму:

$$n_{cr} = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2}, \quad (1)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость, m_e – масса электрона, e – элементарный заряд, $\omega = 2\pi c / \lambda$, c – скорость света в вакууме, λ – длина волны лазерного излучения. Видно, что вторая гармоника позволяет зондировать плазму в более широком диапазоне электронных концентраций.

Другая задача, которую было необходимо решить, – это учет нестабильностей лазерных импульсов от импульса к импульсу. В основном этот эффект обусловлен биением продольных мод в многомодовом режиме генерации лазерного излучения [10, 11], что особенно хорошо наблюдается при низком уровне накачки активной среды лазера. Поэтому необходимо регистрировать опорные (референсные) копии не измененного плазмой импульса для сравнения их

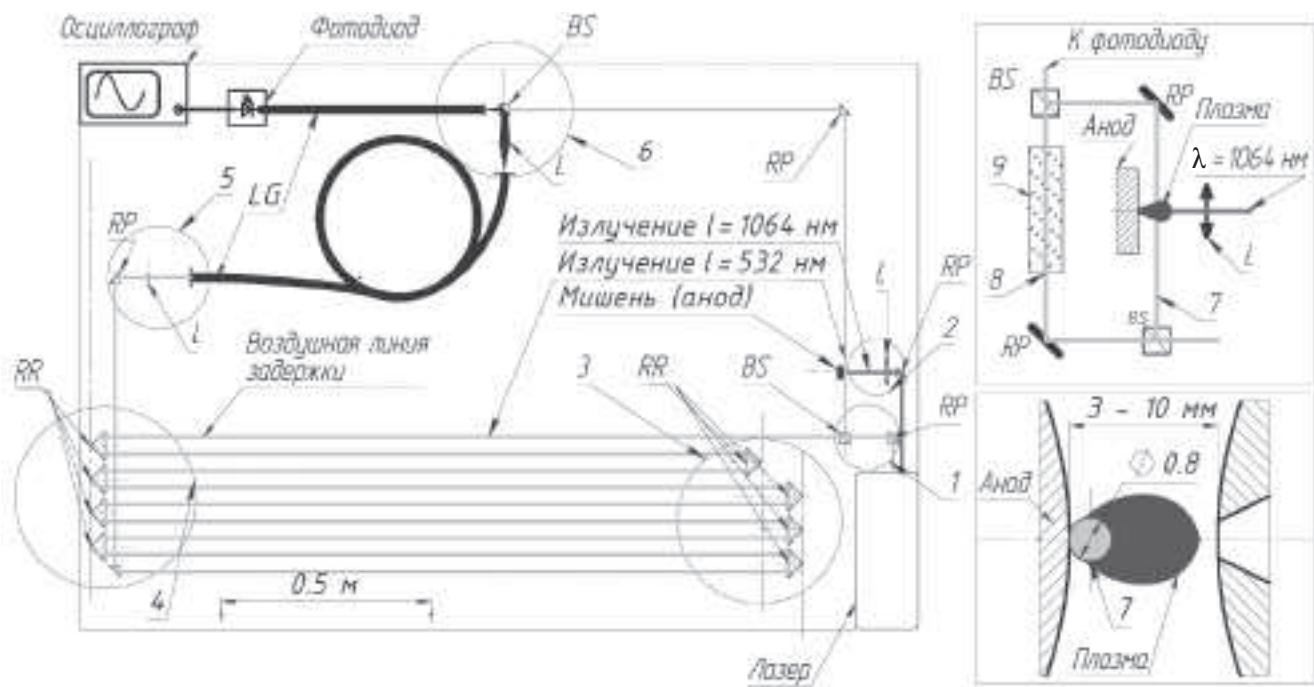


Рис. 2. Экспериментальная установка, вид сверху: 1 – узел расщепления $\lambda = 532$ нм, 2 – узел ввода и фокусировки излучения $\lambda = 1064$ нм в разрядник; 3, 4 – наборы ретрорефлекторов, 5 – узел ввода опорного импульса в световод, 6 – узел объединения импульсов, 7 – зондирующий импульс, 8 – опорный импульс, 9 – линия задержки, BS – светоделители, RP – отражающая призма, L – линзы, катод не показан. На верхней врезке – узел формирования плазмы, катод не показан. Нижняя врезка – геометрия зондирования, вид в горизонтальной плоскости.

с прошедшими через нее импульсами. Для этого в оптической схеме было предусмотрено расщепление импульса второй гармоники светоделителем на опорный и зондирующий импульсы. Впоследствии эти импульсы могут быть зарегистрированы одним общим фотоприемником.

В работе использовался единственный фотодиод UPD-50-UP с временем нарастания/спада 50 пс. В этом случае для разделения по времени двух лазерных импульсов длительностью около 45 нс потребуется задержка порядка 100 нс. Для ее получения можно использовать воздушную линию задержки с длиной около 30 м, но это значительно увеличит габариты экспериментального стенда.

Другой возможный вариант – это использование 12–14 ретрорефлекторов (мы исходим из типичной длины оптической скамьи 2.5–3.0 м), но использование каждого из них неизбежно приводило бы к искажению геометрии лазерного пучка и увеличению его расходности. Можно также применить оптическое волокно длиной порядка 20 м для задержки лазерного луча. При этом общий размер стендса можно уменьшить, свернув это оптическое волокно в кольцо. Однако оптические волокна для передачи много-модовых лазерных импульсов имеют известные ограничения. Известно, что модовая дисперсия является доминирующим фактором искажения формы лазерных импульсов в световодах [12], поскольку длина оптического пути для разных мод различна, и более высокие моды проходят больший оптический путь, чем более низкие.

Для преодоления данных ограничений был применен комбинированный подход. Использовалась укороченная воздушная линия задержки с восемью ретрорефлекторами общей длиной 15 м и кварцевое волокно длиной 12 м. Зондирующий и опорный импульсы объединялись и регистрировались одним фотодиодом (верхний BS, рис. 2) для исключения учета различия в аппаратных функциях различных датчиков. Энергия зажигающего импульса первой гармоники E_i варьировалась диапазоне 50–100 мДж.

Результат проверки системы зондирования без формирования плазмы показан на рис. 3. Он демонстрирует работу комбинированной линии задержки. На рис. 4 показано отношение опорного импульса I_{ref} к зондирующему I_{prob} при отсутствии зондируемой плазмы в разряднике. За исключением начальной и конечных фаз с низким отношением сигнал/шум, измерения дают

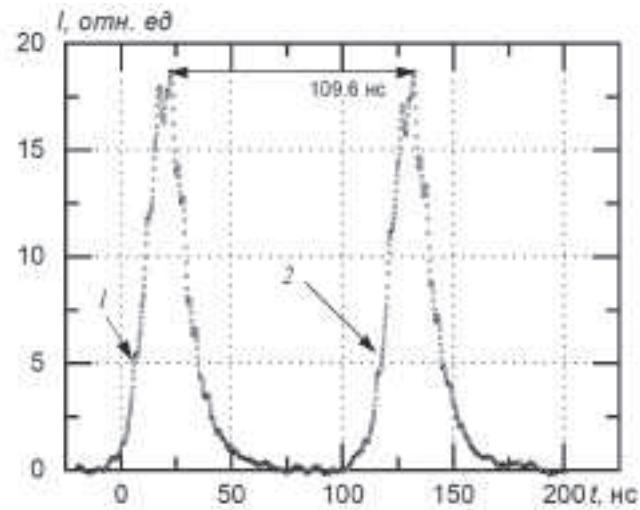


Рис. 3. Результат проверки системы зондирования без формирования плазмы: 1 – незадержанный зондирующий импульс, 2 – задержанный опорный импульс без плазмы.

коэффициент поглощения, близкий единице (см. рис. 4, кривая 3). Таким образом, искажение зондирующего сигнала, проходящего через линию задержки, представляется незначительным в сравнении с искажением зондирующего

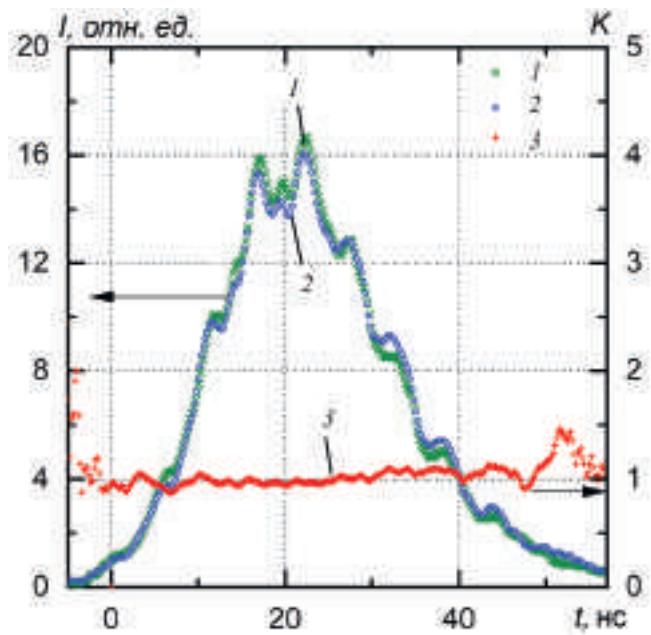


Рис. 4. Отношение опорного импульса I_{ref} к зондирующему I_{prob} при отсутствии зондируемой плазмы в разряднике: 1 – незадержанный зондирующий импульс, 2 – сдвинутый на 109.6 нс опорный импульс (левая ось), 3 – отношение опорного импульса к зондирующему без плазмы в разряднике (правая ось).

сигнала, вносимым плазмой, сформированной импульсом даже с минимальной энергией $E_i = 55$ мДж (рис. 5).

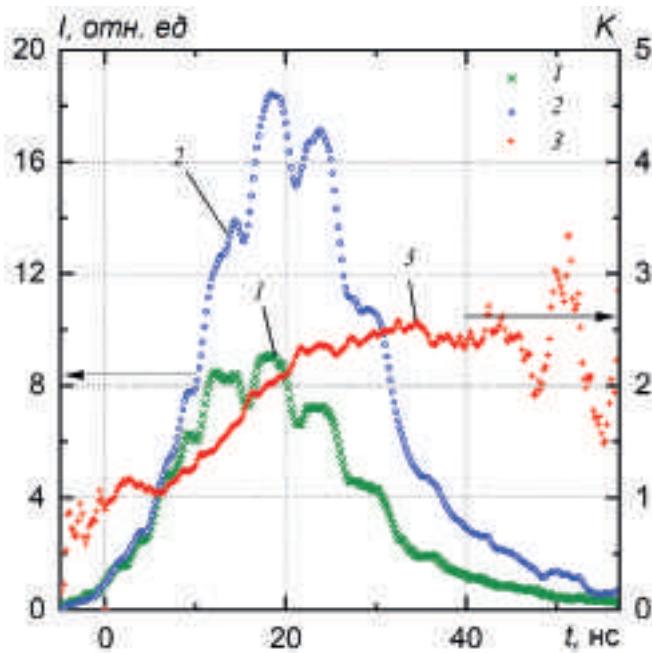


Рис. 5. Искажение зондирующего сигнала, вносимое плазмой, сформированной импульсом с минимальной энергией $E_i = 55$ мДж: 1 – зондирующий импульс, прошедший через плазму, 2 – опорный импульс (левая ось), 3 – отношение опорного импульса к зондирующему (правая ось).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Очевидно, что можно ввести коэффициент поглощения плазмы как отношение интенсивности опорного сигнала к зондирующему: $K(t) = I_{ref}/I_{prob}$ (см. рис. 5, кривая 3). Он был измерен для фиксированного набора энергий импульса $E_i = 55.0, 65.5, 76.0, 85.5, 95.5$ мДж. Данные обрабатывались по серии из $N = 20$ импульсов. Были получены средние значения $K_m(t)$:

$$K_m = \left(\sum_{j=1}^N (K_j) \right) \cdot N^{-1}, \quad N = 20 \quad (2)$$

и доверительный интервал ΔK для вероятности $p = 0.95$ и $\Delta t = 0.4$ нс [13], который считался джиттером процесса (по аналогии с тем, что написано в работе [14]).

На рис. 6 представлено наложение 20 сигналов, полученных в ходе серии измерений для фиксированной энергии запускающего лазерного импульса ($E_i = 55$ мДж). Видно, что разброс коэффициента поглощения начинает сущ-

ственно расти после 35 нс с начала лазерного импульса. Примеры расчета $K_m(t)$ и ΔK для разных энергий лазерного импульса представлены на рис. 7, 8 (кривые 1 и 2 соответственно).

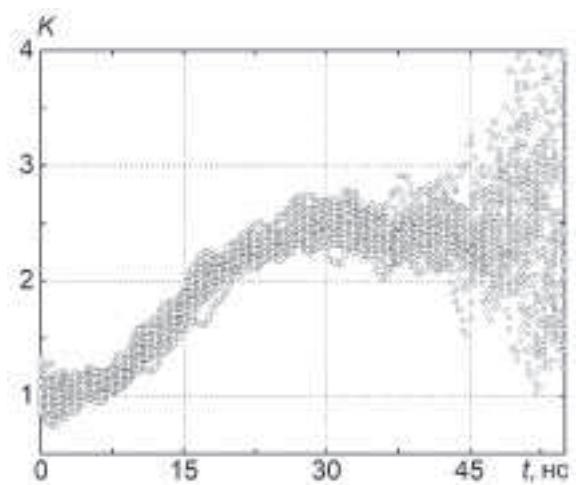


Рис. 6. Наложение 20 сигналов, полученных в ходе серии измерений при фиксированной энергии запускающего лазерного импульса $E_i = 55$ мДж, $K(t) = I_{ref}/I_{prob}$.

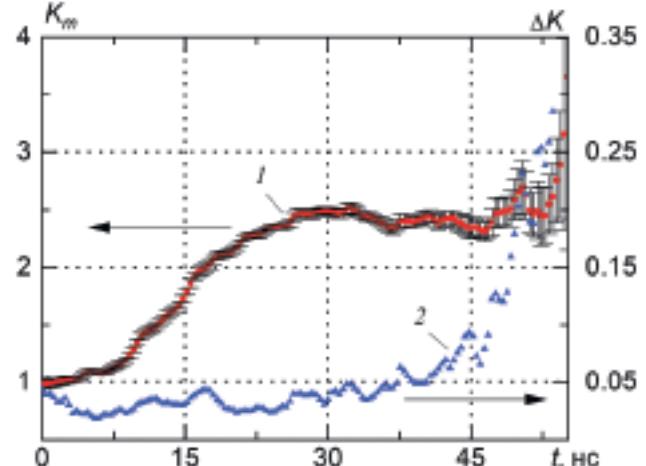


Рис. 7. Расчет $K_m(t)$ и ΔK при энергии лазерного импульса $E_i = 55$ мДж: 1 – средний коэффициент поглощения K_m (левая ось), 2 – ΔK (правая ось).

Зависимость коэффициента поглощения на начальной фазе лазерного импульса при вариации энергии импульса представлена на рис. 9. Видно, что в первые примерно 15 нс коэффициент поглощения практически не зависит от энергии импульса E_i . В дальнейшем характер зависимости для разных энергий импульса существенно различается. При энергии импульса $E_i \geq 76$ мДж (что соответствует значению плотности энергии около 240 Дж/см² или пиковой

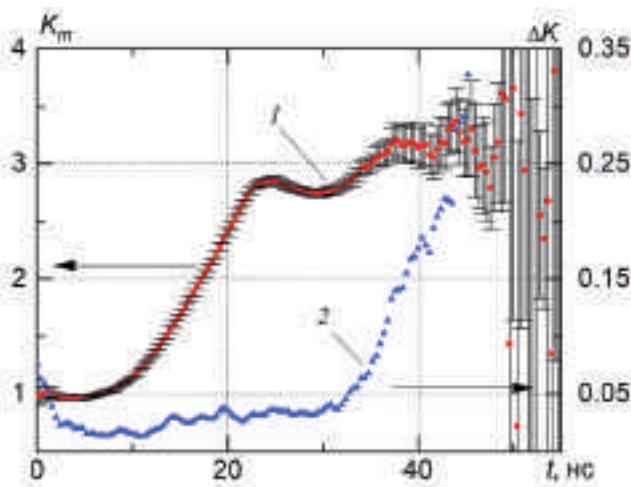


Рис. 8. Расчет $K_m(t)$ и ΔK при энергии лазерного импульса $E_i = 95.5$ мДж: 1 – средний коэффициент поглощения K_m (левая ось), 2 – ΔK (правая ось).

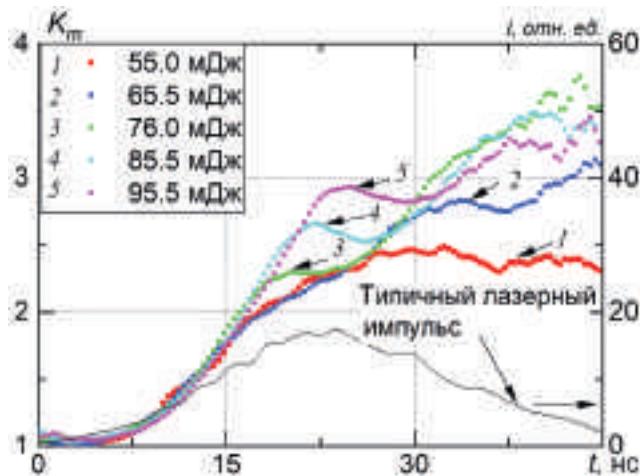


Рис. 9. Зависимость коэффициента поглощения K_m от времени и энергии лазерного импульса.

плотности мощности $p_{\max} \approx 5.7 \cdot 10^{10}$ Вт/см² при диаметре пятна фокусировки ~ 0.01 см) эта зависимость становится немонотонной.

Во-первых, это связано с *просветлением* плазмы [15]. Отмечается, что при поглощении лазерного излучения температура электронной компоненты плазмы повышается в первую очередь. Это увеличение способствует ионизации возбужденных атомов при столкновениях с электронами за время порядка 10^{-11} с и менее. Повышение температуры также усиливает акты возбуждения атомов из основного состояния при электронных ударах. Для случая наносекундного лазерного импульса возбуждение атомов из основного состояния не успевает произойти и заселенность атомных уровней в результате

уменьшается. При этом устанавливается новое квазиравновесное состояние, в котором существует равновесие между электронной компонентой плазмы и возбужденными атомами. Однако равновесие между возбужденными и невозбужденными атомами отсутствует. Таким образом, концентрация возбужденных атомов, являющихся основными поглотителями лазерного излучения, становится меньше, что приводит к эффективному снижению поглощения излучения плазмой.

Во-вторых, при превышении уровня плотности мощности $p \geq 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см² возникают условия для проявления нелинейного характера поглощения лазерного излучения, связанного с отклонением их распределения от максвелловского, что, в свою очередь, приводит к уменьшению вероятности поглощения излучения за счет обратного тормозного эффекта [16]. В качестве критерия здесь условно выбрано равенство средней кинетической энергии электрона и его тепловой энергии. Скорость, которую приобретает электрон в поле световой волны в среднем за один период, пропорциональна $1/\omega$. В свою очередь, это означает, что указанный критерий для более низкочастотного излучения первой гармоники лазерного излучения реализуется раньше, при более низких плотностях мощности. Тем не менее отметим, что экспериментально полученное значение пиковой плотности мощности, начиная с которой наблюдается немонотонное поведение коэффициента поглощения, неплохо согласуется со значениями, полученными в работе [16].

Указанные механизмы могут приводить к уменьшению коэффициента поглощения, что проявляется в экспериментах при увеличении энергии импульса (рис. 9, кривые 3–5). Отметим также, что в отличие от работы [15], представленная экспериментальная методика позволяет исследовать это явление в динамике за импульс без интегрирования по времени.

Описанный выше эффект, по-видимому, может играть существенную роль при формировании немонотонной зависимости неустойчивости разрядника с лазерным запуском, наблюдавшейся, в частности, в работе [7]. В отличие от экспериментов по формированию плазмы в чистом газе без мишени [16], нелинейное поведение коэффициента поглощения излучения при его формировании на поверхности твердого тела играет роль обратной связи. В общем виде

N-образная характеристика такой обратной связи является, вообще говоря, необходимым условием формирования осцилляций [17]. Как видно на рис. 9 (кривые 3–5), такая форма обратной связи проявляется по мере увеличения интенсивности лазерного излучения. В подтверждение этого утверждения говорит статистическая нестабильность поглощения на конечной фазе импульса, которую можно рассматривать как джиттер коэффициента поглощения (рис. 10). Для энергий лазерного импульса, когда условия нелинейного поглощения не реализуются (кривые 1, 2), джиттер заметно меньше, чем для тех случаев, при которых они возникают (кривые 3–5). Это является дополнительным свидетельством существенного вклада данного эффекта в нестабильность работы газовых разрядников с лазерным запуском. Отметим, что это может быть не единственным явлением, определяющим нестабильность перехода в состояние с высокой проводимостью таких устройств [18, 19].

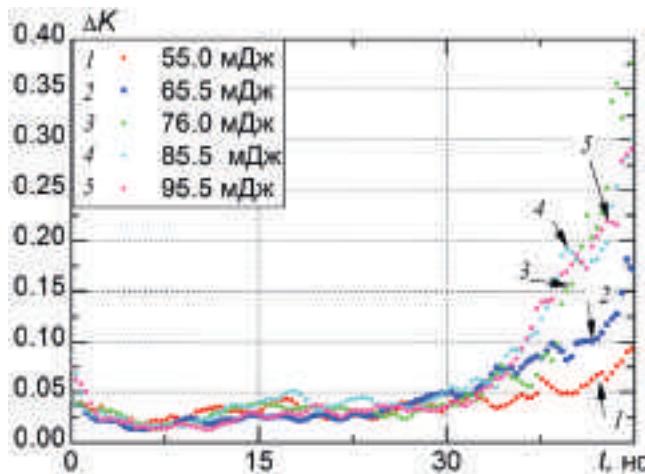


Рис. 10. Зависимость джиттера коэффициента поглощения ΔK от времени и энергии лазерного импульса.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На созданной экспериментальной установке проведено исследование поглощения плазмой наносекундного лазерного импульса второй гармоники с $\lambda = 532$ нм. Исследовалась динамика поглощающей способности плазмы при вариации энергии зажигающего импульса. Измерения поглощающей способности подтвердили появление нелинейного поглощения при плотностях

энергии выше 240 Дж/см², которое приводит к нестабильности поглощающей способности плазмы и, как следствие, ухудшает временные характеристики срабатывания высоковольтного разрядника с лазерным управлением.

Разработанный экспериментальный стенд далее будет использован для проверки этой интерпретации, а полученные данные будут использованы для оптимизации параметров запускающего лазерного импульса. В частности, планируются экспериментальные исследования указанных эффектов при повышенных давлениях и при вариации напряженности квазистатического электрического поля в диапазоне, типичном для разрядников сильноточных высоковольтных импульсных генераторов-ускорителей типа РАДАН, с целью нахождения условий для реализации минимального джиттера включения таких устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pendleton W.K., Guenther A.H. // Rev. Sci. Instrum. 1965. V. 36. P. 1546.
<https://doi.org/10.1063/1.1719388>
2. Alcock A.J., Richardson M.C., Leopold K. // Rev. Sci. Instrum. 1970. V. 41. P. 1028.
<https://doi.org/10.1063/1.1684689>
3. Rosenthal E., Larkin I., Goffin A., Produit T., Schroeder M., Wolf J., Milchberg H. // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 24599.
<https://doi.org/10.1364/OE.398836>
4. Dehne K., Higginson A., Wang Y., Tomasel F., Capeluto M., Shlyaptsev V., Rocca J. // Opt. Express. 2024. V. 32. P. 16164.
<https://doi.org/10.1364/OE.506547>
5. Zhou W.D., Guo Y.H., Zhang R.R. // Front Phys. 2020. V. 15. P. 52201.
<https://doi.org/10.1007/s11467-020-0969-1>
6. Shangguan S., Zhang J., Li Z., Shi W., Wang W., Qi D., Zheng H. // Sci. China Technol. Sci. 2024. V. 67. P. 73.
<https://doi.org/10.1007/s11431-023-2499-0>
7. Липчак А.И., Барахвостов С.И. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 40.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221030216>
8. Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 175. № 3. С. 225.
9. Michel P. Fundamentals of Optics and Plasma Physics, Introduction to Laser-Plasma Interactions. Graduate Texts in Physics. Cham: Springer, 2023.
https://doi.org/10.1007/978-3-031-23424-8_1

10. *Paschotta R.* Field Guide to Laser Pulse Generation. Bellingham, WA.: SPIE Press, 2008.
<https://doi.org/10.1117/3.800629>
11. *Rand D., Hybl J., Fan T.Y.* Cryogenic lasers, Handbook of Solid-State Lasers. Cambridge: Woodhead Publ., 2013.
<https://doi.org/10.1533/9780857097507.2.525>
12. *Koike Y., Koike K.* // Polymer Science: A Comprehensive Reference. 2012. V. 8. P. 283.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53349-4.00209-0>
13. ГОСТ Р 8.736-2011. Государственная система обеспечения единства измерений. Измерения прямые многократные. Методы обработки результатов измерений. Основные положения. М.: Стандартинформ, 2013.
14. *Lipchak A.I., Volkov N.B., Turmynshev I.S., Chingina E.A.* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics. 2024. V. 87. (Suppl 2). P. S222.
<https://doi.org/10.1134/S1062873823704646>
15. *Генералов Н.А., Козлов Г.И., Райзер Ю.П.* // ПМТФ. 1970. № 3. С. 27.
16. *Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н.* Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988.
17. *Wey T.A., Ogborn L.L.* // ECE Technical Reports. 1995. № 12. P. 169.
<http://docs.lib.psu.edu/ecetr/169>
18. *Volkov N.B., Lipchak A.I.* // Condensed Matter. 2022. V. 7 (4). P. 61.
<https://doi.org/10.3390/condmat7040061>
19. *Volkov N.B., Lipchak A.I.* // Condensed Matter. 2023 V. 8 (3). P. 70.
<https://doi.org/10.3390/condmat8030070>