

Создание плотной рекомбинирующей плазмы при туннельной ионизации оптическим лазерным полем

И. Ю. Скобелев, Р. К. Куликов и С. Н. Рязанцев

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2,
Москва 125412, Россия

E-mail: KulikovRoman-K@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 21 марта 2025 г.

Аннотация. В работе предлагается способ создания рекомбинационно-неравновесной плазмы высокой плотности при взаимодействии сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов с мишенями различных типов, при котором нужно ионизационное состояние плазмы возникает уже на стадии ее образования за счет туннельной ионизации атомов мишени лазерным полем. Это дает возможность не только повысить плотность до твердотельных значений, но и при выборе специальных мишеней получить рекомбинирующую плазму заданной плотности. Создаваемая предлагаемым способом плазма может быть использована в качестве активной среды рентгеновского лазера, для экспериментального исследования ридберговских переходов во многозарядных ионах и оценки качества расчетов характеристик рекомбинационных процессов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эволюция плазмы любого импульсного источника заканчивается стадией ее рекомбинации. На этой стадии плазма приобретает свойства, позволяющие ее использовать в самых различных целях. Например, в ней может возникать инверсная заселенность уровней многозарядных ионов, и она может рассматриваться как активная среда ультрафиолетовых или рентгеновских лазеров [1, 2]. В такой плазме резко увеличиваются заселенности высоковозбужденных ионных состояний, и меняется ее эмиссионный спектр, в котором все большую роль начинают играть ридберговские переходы. Наконец, интенсификация рекомбинационных процессов дает возможность их более простого и, одновременно, более точного экспериментального исследования.

Таким образом, рекомбинирующая плазма является актуальным объектом исследования для таких областей физики, как квантовая радиофизика (создание коротковолновых плазменных лазеров), атомная спектроскопия (исследование ридберговских переходов), физика атомных столкновений (изучение процессов радиационной и трехчастичной рекомбинации) и физика плазмы (определение роли рекомбинационных процессов в ионной кинетике). Отметим также, что поскольку в экспериментах по лабораторной астрофизике исследуемая плазма часто является рекомбинирующей [3–5], то не менее актуальным является разработка методов диагностики плазмы с таким ионизационным состоянием.

Для проведения всех упомянутых выше исследований, в первую очередь, необходим лабораторный источник рекомбинирующей плазмы. И хотя, как мы отмечали, рекомбинационное состояние возникает автоматически на заключительном этапе эволюции плазмы, такой источник, как правило, не является оптимальным, поскольку рекомбинационное состояние в нем возникает фактически при неконтролируемых значениях плотности и температуры плазменной среды. Например, при разлете лазерного факела плазма становится рекомбинирующей на довольно больших расстояниях от поверхности мишени, и обладает сравнительно низкой плотностью.

Получить таким способом рекомбинирующую плазму с плотностью, превышающей критическое значение для данной длины волны лазера, не представляется возможным. Это связано с тем, что лазерное излучение преимущественно поглощается в зоне критической плотности, где температура плазмы максимальна, и где происходят процессы ионизации. Ионизационное состояние плазмы в этой области может быть либо стационарным, соответствующим температуре электронов, либо недоионизованным, соответствующим меньшим значениям температуры. Стать рекомбинирующей плазма может только в процессе ее разлета, когда происходит быстрое охлаждение свободных электронов. Но плотность плазмы при этом понижается, и становится ниже критической.

Как было показано ранее (см., например, [6–9]) и подтверждено в недавних работах [10–12], в случае твердотельных мишеней, нагреваемых лазерным излучением с длиной волны 1 мкм, переход в рекомбинационный режим происходит на расстояниях порядка 5–10 диаметров фокального пятна лазера, что для характерного размера фокального пятна ~ 100 мкм, соответствует расстояниям, большим 0.5 мм. При этом, согласно [6–9], электронная плотность плазмы в области 0.5–1 мм от поверхности мишени составляет не более 10^{19} см $^{-3}$ и падает при увеличении расстояния. Использование внешнего магнитного поля [8, 9] позволяет увеличить протяженность области с таким значением электронной плотности до ~ 10 мм, но не приводит к увеличению самого значения N_e . Некоторое повышение плотности, примерно обратно пропорциональное квадрату лазерной длины волны, можно получить, используя более коротковолновое лазерное излучение, например, гармоники основной частоты (см., например, [7]), но повысить плотность до суб-твердотельных значений это все равно не позволит.

В настоящей работе рассматривается способ генерации рекомбинирующей лазерной плазмы, при котором нужно ионизационное состояние возникает уже на стадии ее создания. Это дает возможность не только повысить плотность до твердотельных значений, но и при выборе специальных мишеней получить рекомбинирующую плазму заданной плотности.

2. СПОСОБ СОЗДАНИЯ ПЛОТНОЙ РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Рекомбинирующей или рекомбинационно-неравновесной является плазма, степень ионизации которой выше, чем та, которая реализуется в стационарной плазме с теми же значениями температуры и плотности. Отсюда следует, что есть два пути создания такой плазмы — нужно либо достаточно быстро охладить свободные электроны до температуры меньшей, чем температура, соответствующая имеющейся степени ионизации, либо каким-то образом быстро увеличить степень ионизации, не повышая существенно температуру электронов. Первый способ — это свободный разлет плазмы, при котором может происходить закалка ее ионизационного состояния (см. классическую работу Гуревича–Питаевского [13]). Второй способ — это воздействие на плазму мощного внешнего потока корпускулярного или электромагнитного излучения с энергиями частиц, превышающими потенциал ионизации ионов, присутствующих в плазме (см., например, [14]). Недостатком первого способа является невозможность создания сверхплотной плазмы, поскольку для достижения рекомбинационного состояния плазма должна сильно расширяться. Понижение плотности плазмы, во-первых, резко снижает излучательную способность плазмы, что препятствует ее использованию для задач экспериментальной рентгеновской спектроскопии и возможных радиографических приложений. Во-вторых, при этом резко уменьшаются вероятности рекомбинационных процессов, и плазма становится менее пригодной для их исследования. В-третьих, в такой плазме будут реализовываться гораздо меньшие значения коэффициентов усиления на инверсно заселенных рентгеновских переходах. Недостаток второго способа заключается в необходимости использования мощного источника рентгеновского излучения, которым могут быть уникальные и чрезвычайно дорогостоящие установки типа рентгеновских лазеров на свободных электронах.

Для создания плотной рекомбинирующей плазмы мы предлагаем использовать второй подход, но вместо импульсов рентгеновского лазера применить импульсы оптических фемтосекундных лазеров релятивистской интенсивности. Хотя энергии фотонов таких лазеров недостаточны для прямой фотоионизации многозарядных ионов, при увеличении интенсивности излучения до некоторых пороговых значений процесс фотоионизации начинает происходить за счет туннельного эффекта с очень высокой скоростью, порядка частоты лазерного излучения, т.е. за фемтосекундные времена.

Из [15] следует, что атом ионизуется сильным лазерным полем в туннельном режиме, если параметр Келдыша $g = w(2E_i)^{1/2}/F$ меньше 1. Здесь E_i — потенциал ионизации, w — частота лазера, F — напряженность поля, причем все значения даны в атомных единицах. Скорость туннельной ионизации, усредненная по периоду колебаний для линейно поляризованного излучения, равна, согласно [16]

$$w_L(F) = \sqrt{\frac{3n^*3F}{\pi Z^3}} \frac{F}{8\pi Z} \left(\frac{4eZ^3}{Fn^{*4}}\right)^{2n^*} \exp\left(-\frac{2Z^3}{3n^*3F}\right), \quad (1)$$

где Z — спектроскопический символ иона, $n^* =$

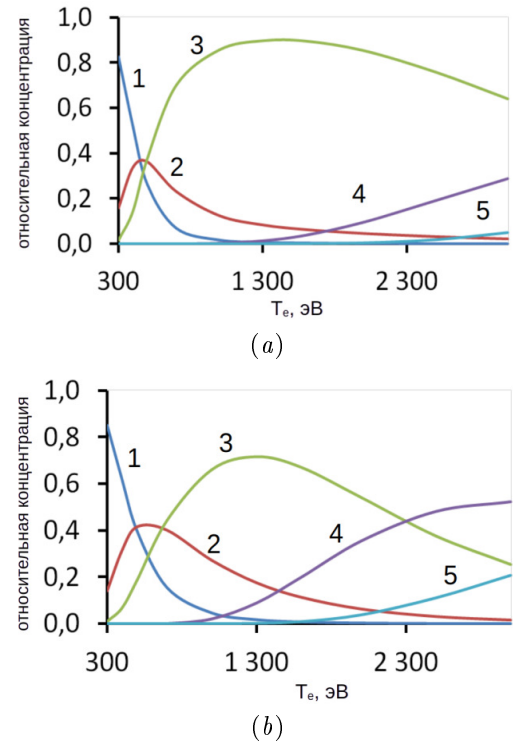


Рисунок 1. Зависимости зарядового состава стационарной титановой плазмы с плотностью ионов $N_i = 5.68 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (a) и $N_i = 5.68 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (b) от температуры плазмы. Индексы 1–5 используются для ионов Ti XXIII–Ti XIX, соответственно.

$Z/(2E_i)^{1/2}$ — эффективное главное квантовое число электрона в исходном состоянии. Уравнение (1) справедливо для орбитальных моментов $l = 0, 1$ (усредненных по магнитному квантовому числу). Как видно из (1), зависимость от напряженности (или интенсивности) лазерного поля имеет экспоненциальный характер. Из (1) следует, что вероятности туннельной ионизации основных состояний многозарядных He- и H-подобных ионов будут большими, когда интенсивность I достигает значения I_{th} :

$$I_{th} = 10^{14} Z^6 \text{ Вт/см}^2. \quad (2)$$

Ниже для конкретности мы будем рассматривать титановую плазму, для которой из (2) следует, что при интенсивностях $I > 1.15 \times 10^{22} \text{ Вт/см}^2$ она будет содержать голые ядра Ti XXIII, возникшие за счет процесса туннельной ионизации. Если при этом температура плазмы будет меньше, чем требуемая для данного зарядового состава в стационарных условиях, то плазма будет рекомбинирующей фактически с самого момента ее создания.

На рисунке 1(a, b) показаны результаты расчетов зарядового состава стационарной титановой плазмы с плотностью ионов $5.68 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, что соответствует плотности твердотельной мишени, и с плотностью 10^{20} см^{-3} при различной температуре плазмы. Расчеты были сделаны с помощью кинетического кода iPRAX [17].

Программа iPRAX является детальным столкновительно-радиационным кодом, предназначенным для моделирования излучательных спектров плазмы

многозарядных ионов в широком диапазоне температур и плотностей с возможностью проведения расчетов в рамках стационарной и нестационарной моделей. В программе учитываются основные элементарные процессы: столкновительное возбуждение и девозбуждение, спонтанное и вынужденное излучение, столкновительная ионизация и тройная рекомбинация, фотоионизация и фоторекомбинация, автоионизация и диэлектронный захват. Величины, необходимые для вычисления кинетических коэффициентов: энергетический спектр с учетом тонкой структуры, сечения процессов и скорости спонтанных радиационных переходов рассчитываются в коде sFAC [18]. При моделировании учитывались многозарядные ионы титана с зарядами 18–22. Для учета каскадных процессов рассматривались конфигурации с главным квантовым числом $n \leq 10$, а также большое число кратновозбужденных состояний.

Как видно из рисунка 1, в обоих случаях в стационарных условиях при температурах вплоть до 3 кэВ голые ядра Ti XXIII присутствуют в плазме лишь в незначительных количествах, и процесс туннельной ионизации действительно позволит создать рекомбинирующую плазму, если ее электронная температура лежит в рассматриваемом диапазоне значений. Во всех известных нам экспериментах, проведенных при лазерных интенсивностях до 5×10^{21} Вт/см², измеренные значения температуры основной части электронов не превышали 2500 эВ, как при использовании твердотельных [19], так и кластерных [17] мишеней. Учитывая очень медленный рост температуры плазменных электронов при увеличении лазерной интенсивности (см., например, [20]), можно считать, что при рассматриваемых лазерных интенсивностях 10^{22} Вт/см² температура основной части электронов, определяющая в частности скорости процессов рекомбинации и ионизационный баланс, заведомо не превышает 3 кэВ.

Если плазма в начальный момент является рекомбинирующей, то возникает вполне обоснованный вопрос о том, как долго она будет оставаться в таком режиме. Ответ зависит, в первую очередь, от плотности плазмы. На рисунке 2 показаны результаты расчета нестационарной кинетики для твердотельной плотности ионов. Расчет проводился тем же кинетическим кодом, причем плазма в начальный момент времени считалась полностью ионизованной. Видно, что при твердотельной плотности выход относительной концентрации H-подобных ионов Ti XXII на максимальное значение происходит в течении примерно 0.1 пс. После этого вклад в заселение возбужденных состояний этого иона начинает давать возбуждение основного состояния электронным ударом, а не процесс рекомбинации. Как показали расчеты, при плотности ионов 10^{20} см⁻³ процессы рекомбинации замедляются примерно на три порядка, и плазма остается рекомбинирующей для этого иона значительно дольше, порядка 100 пс.

Изменение типа ионизационного состояния плазмы хорошо видно из зависимостей от времени ее эмиссионных рентгеновских спектров. Результаты соответствующих нестационарных расчетов приведены на рисунке 3(a, b) для температуры $T_e = 1000$ эВ.

Из рисунка 3(a) видно, что в не слишком плотной рекомбинирующей плазме ридберговские переходы действительно являются гораздо более интенсивными, чем

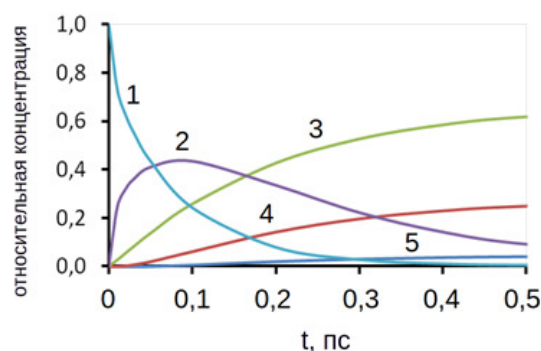


Рисунок 2. Зависимости относительных концентраций ионов титана различных кратностей от времени при температуре плазмы 1000 эВ и плотности ионов 5.68×10^{22} см⁻³. Индексы 1–5 используются для ионов Ti XXIII–Ti XIX, соответственно.

в стационарной. При плотности ионов 10^{20} см⁻³, например, в эмиссионном спектре отчетливо видны резонансные переходы $n - 1s$ в H-подобном Ti XXII вплоть до $n = 7$. Использовать для изучения ридберговских переходов плазму с твердотельной плотностью фактически невозможно (см. рисунок 3(b)), поскольку при твердотельной плотности из-за эффекта понижения потенциала ионизации ридберговские состояния не реализуются. Поэтому, при использовании рекомбинирующей плазмы для изучения высоковозбужденных уровней следует понизить ее плотность. Самый простой способ заключается в применении для создания плазмы фемтосекундных импульсов не слишком высокого контраста. В этом случае лазерный предимпульс создаст преплазму, которая до прихода основного импульса успеет разлететься, и основной импульс будет взаимодействовать с менее плотной плазменной мишенью. Недостатком здесь является то, что значение плотности мишени является, по сути, неконтролируемым, поскольку мишенью здесь становится преплазма, плотность которой к моменту прихода основного импульса определяется интенсивностью предимпульса, от которой зависит скорость разлета преплазмы, и его длительностью. Гораздо более хорошим вариантом представляется использование пористых мишеней малой плотности. В этом случае в результате воздействия предимпульса будет создаваться однородная плазменная мишень, плотность ионов которой будет равна хорошо известной плотности пористого вещества.

Из рисунка 3(a) также хорошо видно, что в рассматриваемой плазме реализуется инверсная заселенность уровней H-подобного Ti XXII с главными квантовыми числами $n = 3$ и $n = 2$. Поскольку вероятности радиационных переходов $3p - 1s$ и $2p - 1s$ (линии Ly_β и Ly_α) отличаются в 3.4 раза, то во столько же раз интенсивность линии Ly_β должна быть меньше интенсивности линии Ly_α при равных заселенностях уровней $3p$ и $2p$. На всем временном интервале 0–50 пс интенсивность Ly_β составляет не менее половины интенсивности линии Ly_α . Это означает инверсную заселенность уровней $3p$ и $2p$, а, поскольку при ионной плотности 10^{20} см⁻³ уровни $3p$ и $3d$ находятся между собой в больцмановском равновесии, то инверсно заселенным будет и оптически разрешенный переход $3d - 2p$.

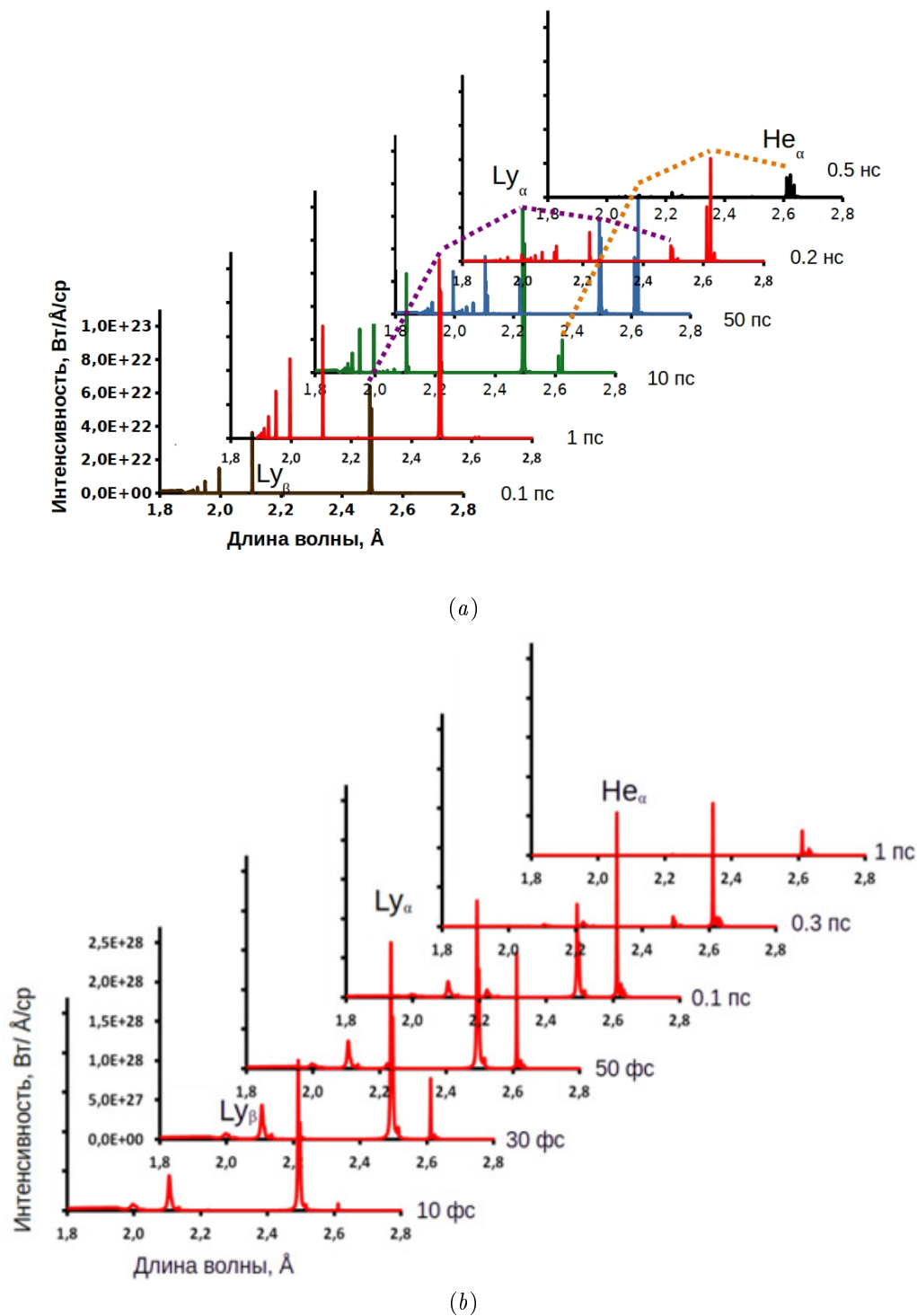


Рисунок 3. Временная эволюция эмиссионных спектров титановой лазерной плазмы при плотностях ионов 10^{20} см^{-3} (a) и $5.68 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (b) и температуре 1000 эВ.

Таким образом, расчеты убедительно показывают, что создаваемый описываемым способом объект, действительно является рекомбинирующей плазмой. Подчеркнем, что измерения параметров этой плазмы могут быть сделаны предложенной нами ранее методикой [21], которая затем была применена для диагностики плазменных струй в экспериментах по лабораторной астрофизике [3–5].

3. ВЫВОДЫ

Таким образом, в настоящей работе предложен способ создания рекомбинирующей плазмы высокой плотности при взаимодействии сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельными или пористыми мишенями. Реализация предлагаемого способа чрезвычайно простая — надо просто согласовать химический состав лазерной мишени с интенсивностью

лазерного излучения, которая, в соответствии с формулой (1) должна обеспечить туннельную ионизацию выбранного химического элемента до желаемой кратности ионизации. Тогда сразу же после создания лазерной плазмы, она окажется рекомбинирующей для ионов более низких кратностей.

Важно, что получаемая таким образом плазма будет обладать твердотельной плотностью. Если столь плотная плазма не подходит для тех или иных задач, то ее можно сделать менее плотной, за счет использования либо просто лазерных импульсов не слишком высокого контраста, либо в сочетании их с пористыми мишенями. В последнем случае будет контролироваться плотность плазмы. Получение рекомбинирующей плазмы с контролируемой плотностью чрезвычайно важно, например, для создания активной среды рентгеновского лазера с максимальным коэффициентом усиления.

Наблюдение эмиссионных спектров создаваемой рекомбинирующей плазмы и сопоставление их с расчетными спектрами позволит говорить о точности расчетов скоростей рекомбинации. Нужно отметить, что в обычно рассматриваемой стационарной или ионизирующейся плазме скорости рекомбинационных процессов очень слабо сказываются на наблюдаемых рентгеновских спектрах, и оценить качество их расчета почти невозможно.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гудзенко Л И и Яковленко С И 1978 *Плазменные лазеры* (Москва: Атомиздат)
2. Держинев В И, Жидков А Г и Яковленко С И 1968 *Излучение ионов в неравновесной плотной плазме* (Москва: Энергоатомиздат)
3. Филиппов Е Д, Рязанцев С Н, Пикуз С А и Скобелев И Ю 2020 *Вестник ОИВТ РАН* **4** 22–25
4. Filippov E D *et al* 2021 *Scientific Reports* **11** 8180
5. Filippov E D, Burdonov K F, Pikuz T A and Skobelev I Y 2022 *Symmetry* **14** 2536
6. Boiko V A, Vinogradov A V, Pikuz S A, Skobelev I Y and Faenov A Y 1985 *J. Sov. Las. Research.* **6** 85–276
7. Bayanov V I, Serebryakov V A, Skobelev I Y, Solov'ev N A, Faenov A Y and Khakhalin S Y 1988 *Soviet Journal of Quantum Electronics* **18** 1150–1153
8. Faryński A, Gogolewski P, Karpiński L, Kuśnierz M, Makowski J, Mroczkowski M, Szczurek M, Bryunetkin B A, Faenov A J and Skobelev I J 1992 *Laser and Particle Beams* **10** 801–809
9. Dyakin V M, Pikuz T A, Skobelev I Y, Faenov A Y, Wolowski J, Karpinski L, Kasperczuk A and Pisarczyk T 1994 *Quantum Electronics* **24** 1100–1101
10. Albertazzi B *et al* 2014 *Science* **346** 325–328
11. Revet G *et al* 2017 *Science Advances* **3** e1700982
12. Filippov E D, Skobelev I Y, Revet G, Chen S N, Khair B, Ciardi A, Khaghani D, Higginson D P, Pikuz S A and Fuchs J 2019 *Matter and Radiation at Extremes* **4** 064402
13. Гуревич А В и Питаевский Л П 1964 *ЖЭТФ* **46** 1281–1284
14. Яковленко С И (ed) 1989 *Сборник статей «Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ диапазонов»* 21 (Москва: Наука)
15. Keldysh L V 1965 *Sov. Phys. JETP* **20** 1307–1314
16. Ammosov M V, Delone N B and Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191–1194
17. Skobelev I Y *et al* 2023 *Photonics* **10** 1250
18. Gu M F 2008 *Canadian Journal of Physics* **86** 675–689
19. Alkhimova M *et al* 2024 *Matter and Radiation at Extremes* **9** 067205
20. Иванов К А, Сивко А И, Цымбалов И Н, Салахутдинов Г Х, Кологривов А А, Рупасов А А, Болховитинов Е А, Волков Р В и Савельев А Б 2025 *Письма в ЖЭТФ* **121** 279–288
21. Ryazantsev S N *et al* 2016 *Physics of Plasmas* **23** 123301