

# К вопросу об измерении потенциала ионизации в неидеальной плазме путем резонансного зондирования рентгеновским лазером

С. Н. Рязанцев<sup>1,2</sup>, И. Ю. Скобелев<sup>1,2</sup>, Р. К. Куликов<sup>1,2</sup> и С. А. Пикуз<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Каширское шоссе, 31, Москва 115409, Россия

E-mail: ryazantsev.serj@gmail.com

Статья поступила в редакцию 31 октября 2022 г.

**Аннотация.** Метод измерения потенциала ионизации иона, основанный на облучении плазмы излучением рентгеновского лазера на свободных электронах, предполагает, что основную роль в происходящих при этом ионизационных процессах играет прямая фотоионизация основного состояния иона. В настоящей работе показано, что в плотной плазме существенную роль играют ступенчатые ионизационные процессы, делающие практически невозможным применение данного метода для экспериментального изучения эффекта понижения потенциала ионизации. Делается вывод, что методики определения потенциалов ионизации, для которых ступенчатые процессы не играют роли, дают более надежные данные, что важно при проверке адекватности теоретических моделей этого эффекта. <https://doi.org/10.33849/2022211>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При рассмотрении свойств высокотемпературной плазмы, как правило, ее считают идеальной, а содержащиеся в ней ионы — изолированными, или свободными. Однако, при повышении плотности плазмы до значений, характерных для твердого тела, такой подход может перестать быть оправданным. Во-первых, если ионная плотность становится настолько большой, что расстояние между ионами становится порядка радиуса орбиты оптического (валентного) электрона, то ион уже нельзя считать изолированным. Во-вторых, если из-за повышения электронной плотности дебаевский радиус становится сравним с радиусом орбиты оптического электрона, то этот электрон уже будет двигаться не в чисто кулоновском поле ядра иона, а в поле, ослабленном дебаевским экранированием. Перечисленные эффекты могут очень сильно изменить свойства ионов. Во-первых, они понизят потенциал ионизации иона и приведут к тому, что целый ряд связанных состояний перестанет существовать. А во-вторых, уменьшат энергии оставшихся связанных состояний. Все это приводит к существенному изменению всех энергий связи в плазме, статистической суммы, а значит и уравнения состояния, ионизационного баланса и транспортных свойств такой сверхплотной плазмы.

Для описания эффекта понижения потенциала ионизации (ППИ) сейчас наиболее часто используются различные модификации двух подходов Эккера–Кролля [1] (далее ЕК) и Стюарта–Пьятта [2] (далее SP), в которых ключевыми параметрами являются среднее межэлектронное и межсионное расстояния, соответственно. Эти подходы дают близкие результаты при существенно различных (зачастую на порядки) значениях плотности плазмы. Помимо двух упомянутых также существует подход Хаммера–Михаласа [3], который дает результаты, близкие к SP. Ни один из перечисленных подходов не может быть обоснован чисто теоретически, в связи с чем установить их применимость можно только сопоставлением с результатами экспериментов.

Эти подходы были использованы для интерпретации экспериментальных результатов, полученных при

создании плазмы как излучением рентгеновских лазеров на свободных электронах [4, 5], так и мощных оптических лазеров [6, 7]. Оказалось, что в первом случае результаты наблюдений согласуются с моделью ЕК, в то время как во втором случае адекватной эксперименту является модель SP, причем разница между результатами, получаемыми с помощью указанных моделей, является очень значительной. Поскольку эффекты плотности имеют первостепенное значение для изучения состояния вещества при высоких плотностях энергии, широко распространенных как в астрофизических объектах, так и в лабораторных объектах, создаваемых в рамках проектов по инерциальному термоядерному синтезу, то актуальность устранения обнаруженного противоречия трудно переоценить.

В настоящей работе показано, что методики, используемые в [4, 5] для измерений потенциалов ионизации ионов, могут давать результаты, зависящие от атомно-кинетических моделей, используемых для расчетов ионизационного состава плазмы, а именно, от полноты учета возбужденных конфигураций ионов, и, следовательно, от учета ступенчатых ионизационных переходов. При этом в методиках, используемых для определения потенциалов в [6, 7], ступенчатые процессы никакой роли не играют. Из этого можно сделать вывод, что измерения, выполненные в этих работах, дают более надежные данные по понижению потенциалов ионизации в плотной плазме, а модель SP [2], с которой они согласуются, более адекватно описывает данное явление.

## 2. ИОНИЗАЦИЯ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ, ПОДВЕРГАЮЩЕЙСЯ ВОЗДЕЙСТВИЮ МОЩНОГО КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Метод измерения значений потенциалов ионизации, использованный в работах [4, 5], основан на пороговом характере процесса фотоионизации.

Вообще говоря, процессы ионизации в плазме многозарядных ионов могут быть радиационными (фотоионизация) и столкновительными, т.е. происходящими при столкновениях ионов с электронами. В подавляю-

щем большинстве случаев в плотной плазме доминирует столкновительная ионизация. Однако, возможны ситуации, когда на плазму воздействуют очень интенсивные потоки фотонов, генерируемые лазерами. Если энергия лазерных фотонов лежит в инфракрасном или оптическом диапазоне, то лазерная фотоионизация возможна лишь для внешних оболочек малозарядных ионов, а ионизация многозарядных ионов будет происходить за счет столкновительных процессов.

Если же плазма подвергается воздействию мощных потоков рентгеновского излучения, или создается ими, то ключевую роль даже для внутренних оболочек многозарядных ионов могут играть процессы фотоионизации. Именно такая ситуация реализовывалась в экспериментах [4, 5], в которых плазма создавалась путем облучения твердотельных фольг импульсами монохроматического рентгеновского излучения. При этом сам процесс ионизации может происходить ступенчатым образом. Например, фотоионизация электрона внутренней оболочки может создать автоионизационное состояние, которое затем может распасться в процессе автоионизации. Возможной также оказывается цепочка процессов “фотовозбуждение – фотоионизация” или “фотовозбуждение – столкновительная ионизация”. Очевидно, что в ступенчатых процессах принимают участие возбужденные состояния ионов, и от того, какие возбужденные конфигурации учитываются в расчете ионной кинетики, будут критически зависеть результаты моделирования.

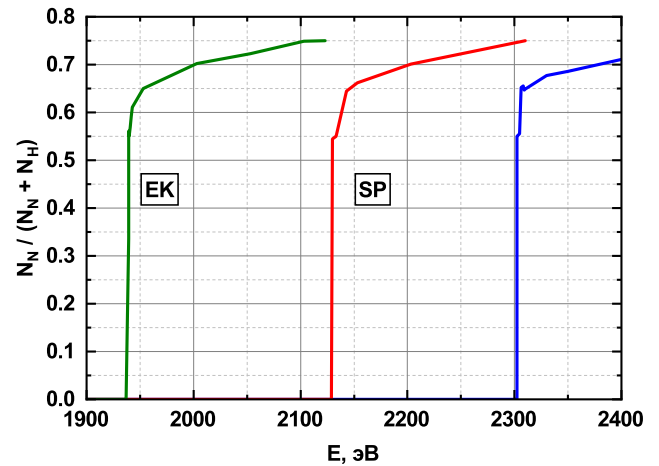
Рассмотрим самый простой случай, когда в плазме присутствуют только H-подобные ионы и голые ядра одного химического элемента, который для определенности будем считать алюминием. Обозначим  $N_H$  концентрацию H-подобных ионов Al XIII (здесь и далее римскими цифрами обозначен спектроскопический символ иона, на единицу превышающий его заряд),  $N_N$  концентрацию ядер Al XIV и рассчитаем зависимость относительной концентрации ядер  $\alpha = N_N / (N_H + N_N)$  от различных параметров плазмы.

Сначала предположим, что возбужденные H-подобные состояния вообще отсутствуют. В этом случае зависимость  $N_N / (N_H + N_N)$  от энергии фотонов нагревающего импульса будет описываться вполне ожидаемой синей кривой, изображенной на рисунке 1. Все расчеты, результаты которых представлены в статье, были выполнены с помощью радиационно-столкновительного кода PrismSpect [8].

Пока энергия фотонов меньше потенциала ионизации уровня 1s иона Al XIII, фотоионизационные процессы в рассматриваемой системе невозможны. При превышении порога, который является как раз потенциалом ионизации иона Al XIII, начинает резко увеличиваться количество ядер Al XIV. Рост концентрации ядер можно определить, например, времяпролетными методиками, и энергия фотонов нагревающего лазерного импульса, соответствующая положению скачка на кривой  $\alpha(E)$ , казалось бы, дает значение потенциала ионизации.

Если в расчетах учесть эффект понижения потенциала ионизации в плотной плазме, то в зависимости от используемой модели, положение скачка будет сдвинуто на некоторую величину, которая достаточно сильно зависит от модели (см. рисунок 1).

В работах [4, 5] утверждается, что при сканировании энергии фотонов нагревающего импульса момен-



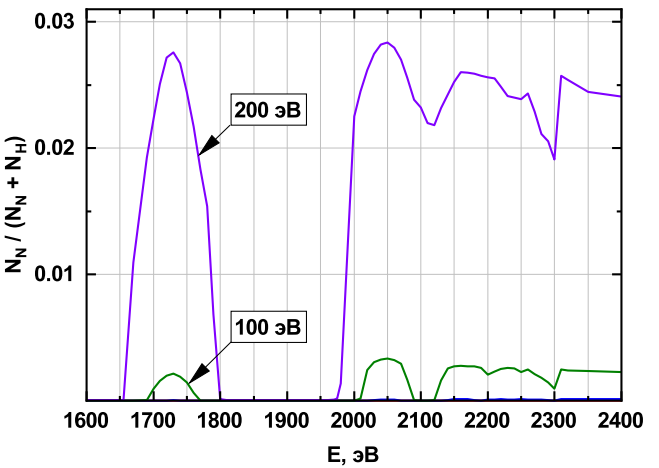
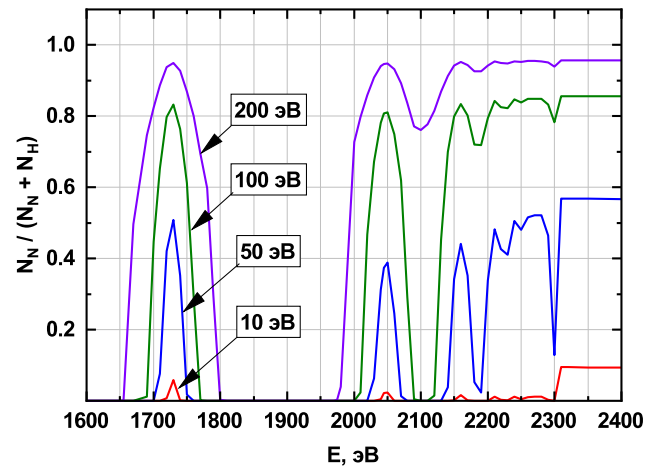
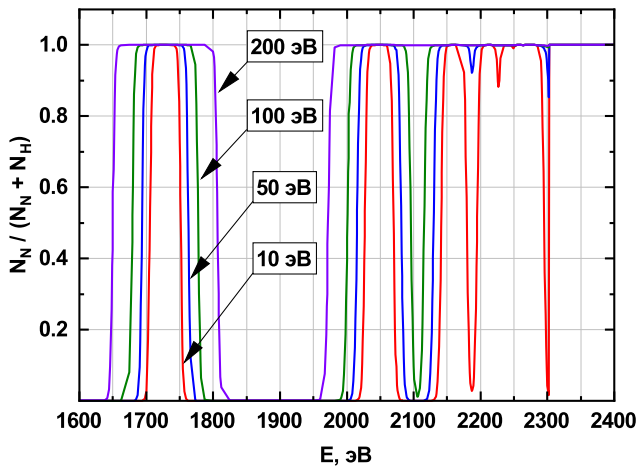
**Рисунок 1.** Зависимость относительной концентрации ядер Al XIV от энергии фотона нагревающего импульса E для плазмы с  $T_e = 100$  эВ,  $N_i = 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , облучаемой рентгеновским лазером с интенсивностью  $10^{17} \text{ Вт/см}^2$ . Синяя кривая — расчет без учета понижения потенциала ионизации, красная кривая — понижение потенциала по SP [2], зеленая кривая — понижение потенциала по EK [1].

ты появления тех или иных ионов хорошо соответствуют модели понижения потенциалов ионизации EK, и не описываются моделью SP.

Однако, на самом деле моменты появления ионов следующей кратности могут не соответствовать равенству энергии фотонов нагревающего импульса значению соответствующего потенциала ионизации. Это является следствием наличия ступенчатых каналов процесса ионизации. Мы покажем это, рассматривая достаточно простую систему, состоящую, как и выше, из H-подобных ионов и ядер, но теперь мы учтем возбужденные уровни H-подобного иона вплоть до значения главного квантового числа  $n = 10$ .

Сначала рассмотрим случай не слишком плотной плазмы с  $N_i = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Результаты расчетов, выполненных без учета эффекта понижения потенциала ионизации, показаны на рисунке 2.

На этом рисунке приведены результаты, полученные для фиксированной интенсивности нагревающего импульса  $I = 10^{17} \text{ Вт/см}^2$  в спектральной полосе шириной 6 эВ. Эти значения примерно соответствуют условиям экспериментов [4, 5], проведенных на рентгеновском лазере на свободных электронах LCLS (Linac Coherent Light Source), где генерировался квазимонохроматический рентгеновский импульс с гауссовым спектром, имеющий перестраиваемую центральную частоту и ширину 6 эВ. Ионная плотность плазмы на этом рисунке равна  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а температура меняется от 10 эВ до 200 эВ. Хорошо видно, что теперь зависимость концентрации ядер от энергии фотонов нагревающего импульса имеет совершенно другой характер — на кривых возникают максимумы, ширина которых увеличивается с ростом электронной температуры. Причиной появления таких максимумов являются процессы ступенчатой ионизации. Например, максимум в области 1730 эВ обусловлен ступенчатым процессом, первым этапом которого является фотовозбуждение  $\text{Al XIII}(1s) + h\omega \rightarrow \text{Al XIII}(2p)$ , а вторым — фотоиониза-



**Рисунок 2.** Результаты расчета зависимости концентрации ядер от энергии фотонов нагревающего импульса  $E$ , полученные для фиксированной интенсивности  $I = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> в спектральной полосе шириной 6 эВ, ионной плотности плазмы  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> и различных значениях температуры.

ция  $\text{Al XIII} (2p) + \hbar\omega \rightarrow \text{Al XIV} + e$  или столкновительная ионизация  $\text{Al XIII} (2p) + e \rightarrow \text{Al XIV} + 2e$ . Остальные максимумы обусловлены аналогичными причинами, только первым этапом здесь будут фотовозбуждения  $1s \rightarrow np$ . Поскольку уровни  $np$  сгущаются при увеличении  $n$ , то максимумы сближаются, а затем, когда ширина линии поглощения становится порядка расстояния между уровнями, начинают перекрываться. Поскольку ширины линий поглощения растут при увеличении как температуры, так и плотности плазмы, перекрытие происходит в области меньших значений энергий фотонов. Из рисунка 2, например, видно, что при  $T_e = 200$  эВ уже при энергиях  $\hbar\omega > 1980$  эВ происходит полная ионизация ионов  $\text{Al XIII}$ , хотя потенциал ионизации такого иона, находящегося в основном состоянии ( $1s$ ), составляет  $\approx 2304$  эВ [9, 10]. Если бы роль возбужденных состояний не рассматривалась, то это можно было бы приписать эффекту понижения потенциала ионизации, несмотря на то, что в данном случае он абсолютно ни при чем.

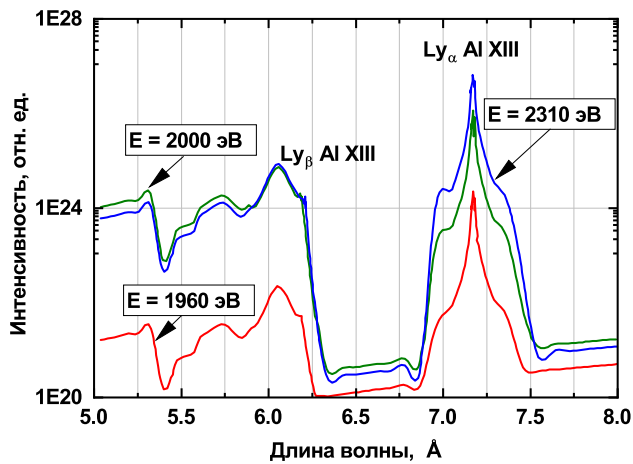
На рисунке 3 приведены результаты расчетов, сделанных для тех же условий, что и рисунок 2, но для ионных плотностей  $1 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и  $6 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, первая из которых примерно соответствует критической плотности лазерной плазмы, создаваемой излучением с длиной волны порядка 1 мкм, а вторая — плотности твердотельного алюминия. Из данных рисунков хорошо видно, что в плотной плазме порог ионизации ионов внешним рентгеновским излучением с энергией фотонов  $E$ , как правило, не соответствует условию  $E = IP$  ( $IP$  — потенциал ионизации иона), а, скорее, определяется порогом ступенчатой ионизации, который совпадает с энергией фотовозбуждения одного или нескольких уровней ионизирующегося иона. В случае  $\text{H}$ -подобных ионов это будут состояния  $n\ell$ , причем величина  $n$  будет зависеть от температуры и плотности плазмы. Как видно из рисунка 3, даже в твердотельной плазме  $n$  будет больше 2.

**Рисунок 3.** Результаты расчетов, сделанных для тех же условий, что и рисунок 2, но для ионных плотностей  $1 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> (а) и  $6 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup> (б).

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Как видно из проведенных расчетов, процессы ступенчатой ионизации очень сильно влияют на зарядовое состояние фотоионизирующейся плазмы. Очевидно, что они оказывают влияние и на спектр излучения такой плазмы. Пример расчета эмиссионного спектра для области 5–8 Å, содержащей линии  $\text{H}$ -подобного алюминия, показан на рисунке 4. Энергии фотонов нагревающего лазерного излучения выбраны так, чтобы лежать в области, где фотоионизация невозможна (первый случай,  $E = 1960$  эВ), фотоионизация происходит ступенчатым образом (второй случай,  $E = 2000$  эВ) и фотоионизация может происходить прямо из основного состояния (третий случай,  $E = 2310$  эВ  $> IP = 2304$  эВ). Обратим внимание, что эмиссионные спектры, соответствующие второму и третьему случаям, чрезвычайно похожи друг на друга, и очень сильно отличаются по интенсивности от первого.

Это означает, что при сканировании частоты нагревающего излучения и регистрации эмиссионного спектра плазмы, можно достаточно легко определить момент появления спектра соответствующего иона по резкому росту интенсивностей его спектральных линий, но соответствовать этот момент может не равенству



**Рисунок 4.** Спектры излучения алюминиевой плазмы, нагреваемой рентгеновским излучением интенсивностью  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> и разными энергиями фотонов: красная кривая —  $E = 1960$  эВ, зеленая кривая —  $E = 2000$  эВ, синяя кривая —  $E = 2310$  эВ. Во всех случаях плотность плазмы твердотельная, а температура электронов  $T_e = 200$  эВ.

энергии падающего фотона потенциалу ионизации, а порогу ступенчатой ионизации, который значительно ниже.

Это позволяет высказать предположение, почему в экспериментах с рентгеновскими лазерами на свободных электронах [4, 5] получены результаты, противоречащие моделям SP (и Хаммера–Михаласа [3]) и результатам экспериментов [6, 7] по измерению понижения потенциала ионизации в плазме, создаваемой оптическими лазерами.

В работах [4, 5, 7] измерения ППИ делались, исходя из анализа эмиссионных рентгеновских спектров плазмы, однако использованные методики были принципиально различными. В [7] эффекты ППИ измерялись по сдвигу границы фоторекомбинационного континуума (ГФК) в длинноволновую область спектра и оценивались по пропаданию спектральных линий с большими значениями главного квантового числа  $n$ . В этом случае необходимо, во-первых, вложить энергию оптического лазерного импульса непосредственно в твердое вещество и, во-вторых, обеспечить регистрацию спектров излучения только до момента разлета плазмы. Если первую проблему можно решить, используя короткие лазерные импульсы сверхвысокого контраста, то вторую решить значительно сложнее, поскольку детекторов рентгеновского излучения с необходимым временным разрешением в настоящее время не существует. В связи с этим единственным применимым подходом является увеличение времени существования плазмы в состоянии с твердотельной плотностью. Это может быть сделано, например, ограничением разлета с помощью твердотельной оболочки, например за счет применения слоистых мишеней (см., например, [11–15]). Тем не менее, в той или иной степени разлет высокотемпературной плазмы будет иметь место почти всегда, и средняя ионная плотность плазмы не будет твердотельной, а подлежит измерению. С одной стороны, это является недостатком подхода, а с другой — преимуществом, поскольку позволяет исследовать эффекты ППИ при разных плотностях.

В подходе, использованном в [4, 5], нагревающий рентгеновский импульс заведомо проникает вглубь твердотельной мишени, а разлет сформированной плазмы с твердотельной плотностью благодаря существенно более низкой начальной температуре не столь важен, что, безусловно, является преимуществом. Однако, как мы показали выше на примере ионов даже с очень простой энергетической структурой, полученные экспериментальные результаты могут не позволить извлечь из них данные о потенциалах ионизации из-за вклада процессов ступенчатой ионизации. Аналогичные альтернативные каналы ионизации, причем гораздо более разнообразные, существуют и для процессов образования многоэлектронных ионов, поскольку в этих случаях большую роль играют состояния ионов с одной или несколькими (полые ионы) вакансиями во внутренних оболочках. На наш взгляд, именно недостаточно полный учет состояний полых ионов привел к переоценке эффектов ППИ в работах [4, 5].

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что, вообще говоря, использование мощных лазеров на свободных электронах является очень многообещающим подходом в исследованиях роли эффектов плотности в неидеальной плазме. Особенно перспективно его использование при меньших потоках рентгеновского излучения, когда получаемая плазма будет сравнительно холодной (низкотемпературная плазма, warm dense matter) и столкновительная ионизация внешних ионных оболочек будет подавлена. Отметим, что в этом случае данный подход позволит исследовать ППИ в условиях, когда ионы будут упорядочены, а газ свободных электронов вырожденным. Напротив, для высокотемпературной плазмы более надежные измерения ППИ предполагают непосредственное наблюдение сдвига ГФК.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361). Работа Рязанцева С.Н. проводилась при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований в рамках научного проекта №19-32-60050. Расчеты были выполнены с использованием ресурсов МСЦ РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ecker G and Kröll W 1963 *Phys. Fluids* **6** 62
2. Stewart J C and Jr Pyatt K D 1966 *Astrophys. J.* **144** 1203
3. Hummer D G and Mihalas D 1988 *Astrophys. J.* **331** 794
4. Ciricosta O *et al* 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 065002
5. Ciricosta O *et al* 2016 *Nat. Commun* **7** 11713
6. Fletcher L B *et al* 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 145004
7. Hoarty D J *et al* 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 265003
8. PrismSPECT overview URL <https://www.prism-cs.com/Software/PrismSPECT/overview.html>
9. База данных spectr-w3 по спектроскопическим характеристикам атомов и ионов URL <http://spectr-w3.snz.ru/index.phtml>
10. Skobelev I Y, Loboda P A, Gagarin S V, Ivliev S V, Kozlov A I, Morozov S V, Pikuz S A, Pikuz T A, Popova V V and Faenov A Y 2016 *Opt. Spectrosc.* **120** 507–514
11. Riley D, Angulo-Gareta J J, Khattak F Y, Lamb M J, Foster P S, Divall E J, Hooker C J, Langley A J, Clarke R J and Neely D 2005 *Phys. Rev. E* **71** 016406

12. Wharton K B, Boley C D, Komashko A M, Rubenchik A M, Zweiback J, Crane J, Hays G, Cowan T E and Ditmire T 2001 *Phys. Rev. E* **64** 025401
13. Kritcher A, Neumayer P, Urry M, Robey H, Niemann C, Landen O, Morse E and Glenzer S 2007 *High Energy Density Phys.* **3** 156–162
14. Chen S N *et al* 2007 *Phys. Plasmas* **14** 102701
15. Martynenko A S *et al* 2020 *Phys. Rev. E* **101** 043208