

02;04;10;12

Исследование рекомбинационного излучения плазменных лайнеров

© В.И. Орешкин, Р.Б. Бакшт, А.Ю. Лабецкий, Н.А. Ратахин,
А.Г. Русских, С.А. Чайковский, А.В. Федюнин, А.В. Шишлов

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
E-mail: oreshkin@ovpe.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 21 февраля 2005 г.

Анализируется и исследуется возможность создания мощного источника рентгеновского излучения, основанного на рекомбинационном механизме генерации. На установке ГИТ-12 с амплитудой тока ~ 2.5 МА и фронтом его нарастания ~ 300 ns проведены эксперименты с плазменными лайнерами, в которых получено рекомбинационное излучение неона, алюминия и аргона. Результаты экспериментов позволяют сделать вывод о том, что рекомбинационный механизм генерации имеет хорошие перспективы для создания мощного источника излучения в диапазоне энергий фотонов 7–20 keV.

В настоящее время плазменные лайнеры или быстрые Z-пинчи широко используются в качестве мощных, до 200 TW [1], источников мягкого рентгеновского излучения. Спектральный диапазон таких источников по энергии фотонов составляет от 0.1 до приблизительно 7 keV. Для генерации излучения в более жестком диапазоне (> 20 keV) используются мощные электронные пучки, тормозящиеся на холодных конденсированных мишенях. Диапазон же 7–20 keV остается не перекрытым ни одним из существующих в настоящее время типов мощных, тераваттного уровня источников. Сравнительный анализ двух типов источников (Z-пинчей и излучателей на основе электронных пучков) [2] показал, что перспективы создания на их основе мощного источника излучения в диапазоне энергии квантов 7–20 keV есть только в схеме Z-пинча. В пинчевых системах наиболее привлекательной является перспектива получения излучения в спектральных линиях, образованных переходами электронов K-оболочек, так как существует принципиальная возможность конвертировать в этот тип излучения значительную долю энергии, вложенной в Z-пинч. Однако в действительности эффективность преобразования энергии генератора в

энергию излучения в диапазоне 7–20 keV очень низка, так как в этом диапазоне лежат K -линии веществ с большими атомными номерами ($Z \sim 28–40$) и для генерации K -излучения требуется преодоление мощного „радиационного барьера“ (излучение в спектральных линиях L - и M -оболочек).

Для устранения этого препятствия в [3,4] было предложено использовать рекомбинационное излучение водородо- и гелиеподобных ионов веществ с меньшим Z . Излучение рекомбинационного континуума этих ионов лежит в более жесткой области, чем все спектральные линии данного вещества, за счет этого Z может быть уменьшено. Поэтому, несмотря на меньшую эффективность конверсии энергии в рекомбинационный континуум по сравнению с излучением в K -линиях, использование рекомбинационного континуума может оказаться энергетически более выгодным за счет снижения „радиационного барьера“. И, кроме того, и это главное, мощность излучения K -линий растет пропорционально первой степени атомного номера [5], в то время как мощность излучения в рекомбинационном континууме пропорционально пятой степени.

Для оценки выхода рекомбинационного излучения в [3,4] предложена аналитическая модель, сходная по своим предположениям с моделью [5] (ММК-модель) для излучения в K -линиях. В модели [3,4] заложены следующие допущения: плазма полностью ионизована; время излучения определяется временем гидродинамического удержания плазмы; плазма на частотах, соответствующих энергиям квантов > 7 keV, оптически прозрачна; во внутреннюю энергию плазмы E_{in} переходит часть кинетической энергии E_{kin} , определяемая выражением $E_{in} = \varepsilon E_{kin}$, где величина ε включает в себя эффекты „радиационного барьера“. Модель [3,4] для вещества с атомным номером Z , диапазона энергий квантов $h\nu > E_0$ и заданного уровня тока генератора I позволяет найти максимальный выход излучения, оптимальную с точки зрения генерации рекомбинационного излучения температуру пинча, его оптимальные массу и начальный радиус.

Зависимость от атомного номера вещества оптимальной температуры пинча для энергий квантов $h\nu > 3, 7$ и 10 keV показана на рис. 1. Как видно из этого рисунка, для диапазона $h\nu > E_0$ при малых Z оптимальная температура электронов в пинче падает $T_{opt} = \frac{1}{3}(E_0 - RyZ^2)$, где $Ry = 13.6$ eV — потенциал ионизации водорода. Падение T_{opt} связано с тем, что энергия фотона, испущенного при захвате свободного электро-

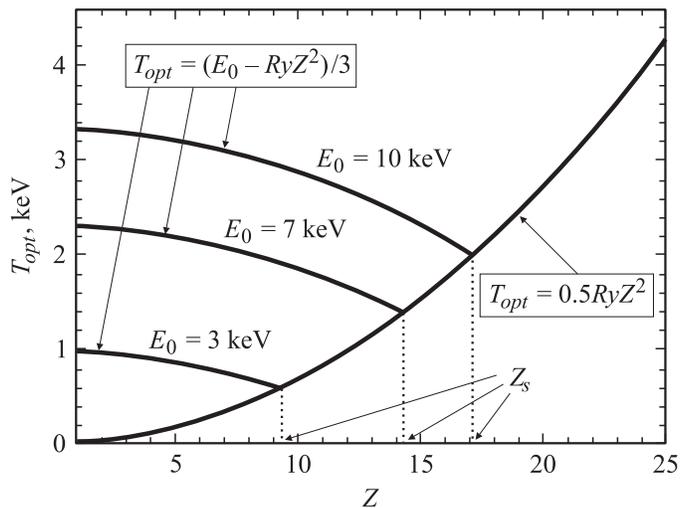


Рис. 1. Зависимость оптимальной температуры от атомного номера вещества для спектральных диапазонов $E_0 = 3, 7$ и 10 keV .

на в связанное состояние, складывается из кинетической энергии свободного электрона и его потенциальной энергии в связанном состоянии (энергия ионизации). Последняя величина растет с ростом атомного номера и, следовательно, требуемая кинетическая энергия свободного электрона, т.е. температура, снижается. Однако снижение T_{opt} возможно лишь до тех пор, пока не начнется рекомбинация плазмы. Поэтому для веществ с большими атомными номерами оптимальная температура начинает расти с ростом атомного номера $T_{opt} \sim RyZ^2$, т.е. для заданного диапазона $h\nu > E_0$ существует вещество с атомным номером Z_s (рис. 1), для которого величина T_{opt} минимальна. И хотя в модели [3,4] выход рекомбинационного излучения всегда растет с ростом Z , в реальности максимальный выход излучения все же следует ожидать для веществ с Z , близкими к Z_s , так как с ростом Z , во-первых, растет температура пинча, а достижение в экспериментах больших температур проблематично, во-вторых, усиливаются эффекты „радиационного барьера“.

Сравнивая ожидаемые оценки выхода рекомбинационного излучения в диапазоне $h\nu > E_0$ (при $Z = Z_s$) с оценками выхода излучения в K -линиях (по MQK-модели [5]), в том же диапазоне получим, что

Ожидаемые по модели [4] и полученные в экспериментах на установке ГИТ-12 выходы рекомбинационного излучения в диапазонах энергий фотонов $h\nu > E_0$

Вещество	E_0 , keV	Ожидаемый выход излучения, J/cm ($\epsilon = 0.3$)	Экспериментальный выход излучения, J/cm
Неон	3.15	30	40 ± 5
Алюминий	3.15	85	45 ± 5
Аргон	5.0	50	30 ± 10

отношение выхода рекомбинационного излучения к выходу излучения в K -линиях растёт с ростом энергии фотонов $\sim E_0^{1.86}$ и использование рекомбинационного излучения, даже без учета эффектов „радиационного барьера“, становится более выгодным для фотонов с энергией ~ 20 keV. Ясно, что учет этих эффектов должен привести к снижению этого порога. Кроме того, для генерации рекомбинационного излучения требуется меньшая температура плазмы. Если для генерации K -линий оптимальная температура плазмы составляет $\approx E_0/3$ [5], то для рекомбинационного континуума она $\approx E_0/5$. К тому же атомный номер вещества, на переходах которого может быть получено K -излучение в нужном диапазоне, в 1.8 раза больше, чем атомный номер вещества, необходимого для генерации рекомбинационного излучения. Так, для генерации K -излучения в диапазоне 7–20 keV необходимо использовать вещества с атомными номерами ~ 28 –40, а для генерации рекомбинационного излучения с ~ 18 –22.

Выход рекомбинационного излучения измерялся в единственном эксперименте [6] по сжатию двухкаскадных аргоновых лайнеров, проведенном на установке Z, Сандия, США, при амплитуде тока через нагрузку до 17 МА [1]. Систематические же исследования были проведены на установке ГИТ-12 с амплитудой тока ~ 2.5 МА при времени его нарастания ~ 300 ns [7]. Следует отметить, что существенные выходы рекомбинационного излучения могут быть получены только на установках мультимеггаамперного уровня, поэтому на установке ГИТ-12 выходы рекомбинационного излучения заведомо ниже выходов, например, K -излучения в том же диапазоне. Поэтому целью экспериментов на этой установке была проверка концепций модели [3,4], а также поиск оптимальных с точки зрения генерации рекомбинационного излучения параметров лайнеров и сравнение их с оптимальными параметрами лайнеров для генерации излучения в K -линиях.

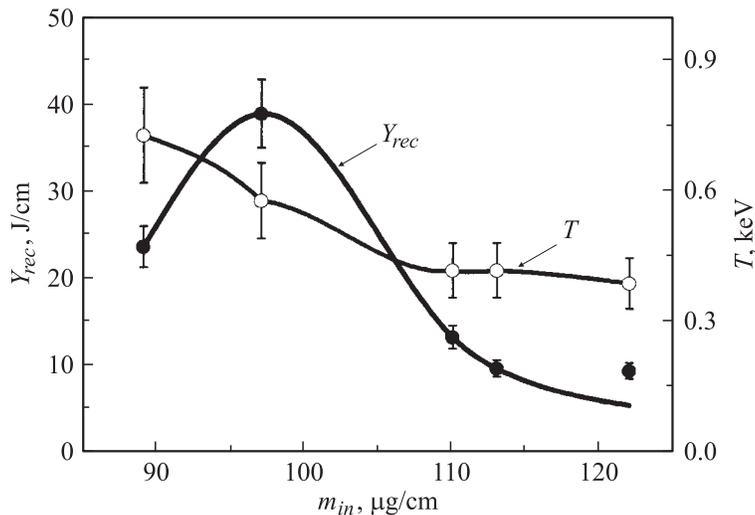


Рис. 2. Зависимости температуры плазмы и выхода рекомбинационного излучения Y_{rec} от массы внутренней оболочки m_{in} . Радиус внешней оболочки 4 см, внутренней 1 см, масса внешней оболочки $70 \mu\text{g}/\text{cm}$.

Эксперименты по получению рекомбинационного излучения на генераторе ГИТ-12 проводились для неона, алюминия и аргона. Во всех экспериментах использовались двухкаскадные лайнеры, но в экспериментах с аргоном и неоном — двухкаскадные газовые лайнеры, а в экспериментах с алюминием внешним каскадом служила газовая оболочка, а внутренним — проволочная сборка. Результаты по измерению выходов рекомбинационного излучения, полученных в этих экспериментах, представлены в таблице. Экспериментальные значения выходов, представленные в этой таблице, соответствуют максимальным величинам, зарегистрированным в экспериментах. Сравнение этих величин с ожидаемыми в соответствии с моделью [3,4] выходами рекомбинационного излучения, приведенными в той же таблице, показывают хорошее согласие.

Наиболее детальные исследования проводились с двухкаскадными неоновыми лайнерами. Для них определялись оптимальные с точки зрения генерации рекомбинационного излучения соотношения параметров каскадов (массы и радиусы), а также температура электронов в финальной стадии имплозии. Температура определялась по наклону

континуума [8], т.е. по наклону линии, отражающей зависимость интенсивности излучения в сплошном спектре от энергии фотонов. На рис. 2 для оптимальной конфигурации (радиус внешней оболочки 4 см, внутренней 1 см, масса внешней оболочки $70 \mu\text{g}/\text{cm}$) приведены зависимости температуры плазмы и выхода рекомбинационного излучения от массы внутренней оболочки. Из этого рисунка видно, что максимум выхода наблюдается как раз при той температуре плазмы лайнера, которую предсказывает модель [3,4] (рис. 1). Оптимальная с точки зрения генерации рекомбинационного излучения масса лайнера оказалась на 10–15% меньше оптимальной массы для генерации излучения в K -линиях.

Таким образом, результаты экспериментов, проведенных на установке ГИТ-12, позволяют сделать вывод о том, что рекомбинационный механизм генерации имеет хорошие перспективы для создания мощного источника излучения в диапазоне энергий фотонов 7–20 keV.

Работа выполнена по контракту #DTRA01–02–P–0099 и при поддержке РФФИ, проект № 05–02–16662, авторы выражают благодарность Фонду содействия отечественной науки за персональную поддержку А.А. Шишлова.

Список литературы

- [1] *Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A. et al.* // Proc. 4th Intern. Conf. on Dense Z-pinches / Ed. by N. Pereira, J. Davis, P. Pulsifer. Vancouver, Canada, May 1997. AIP Conf. Proc. V. 409. New York: AIP Press, 1997. P. 101–118.
- [2] *Ратахин Н.А.* // Изв. вузов. Физика. 1997. Т. 40. № 12. С. 92–99.
- [3] *Oreshkin V.I., Velikovich A.L., Davis J. et al.* // Bull. Am. Phys. Soc. 2001. V. 46. N 8. P. 317.
- [4] *Velikovich A.L., Davis J., Oreshkin V.I. et al.* // Phys. Plasma. 2001. V. 8. P. 4509–4517.
- [5] *Mosher D., Qi N., Krishnan M.* // IEEE Trans. Plasma. Sci. 1999. V. 26. N 3. P. 1052–1061.
- [6] *Coleman P., Krishnan M., Apruzese J.P. et al.* // Bull. Am. Phys. Soc. 2003. V. 48. N 7. P. 336–337.
- [7] *Бугаев С.П., Волков А.М., Кум А.А. и др.* // Изв. вузов. Физика. 1997. Т. 40. № 12. С. 38–46.
- [8] *Chaikovskiy S.A., Zhidkova N.A., Fedyunin A.V. et al.* // Proc. 13th Intern. Symposium on High Current Electronics / Ed. by B. Kovalchuk and G. Remnev. Tomsk, 2004. P. 375–379.