

04

Эффективность преобразования энергии импульсного сильноточного генератора в энергию плазменного лайнера

© В.И. Орешкин

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

Томский политехнический университет

E-mail: oreshkin@ovpe.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 10 декабря 2012 г.

Проведен анализ эффективности передачи энергии конденсаторной батареи сильноточного импульсного генератора в кинетическую энергию плазменного лайнера. Анализ проводился с помощью модели, включающей в себя уравнения контура и уравнения движения цилиндрической оболочки. Показано, что высокую эффективность передачи энергии в кинетическую энергию лайнера может обеспечить только низкоиндуктивный генератор. Рассмотрен режим „идеального“ лайнера, в котором в финале сжатия оболочки ток в нагрузке близок к нулю. В этом режиме достигается высокая (до 80%) эффективность передачи энергии и повышенная устойчивость при сжатии лайнера.

Магнитное сжатие цилиндрических оболочек (плазменных лайнеров) импульсом тока мощных генераторов позволяет получать плотную высокотемпературную плазму [1,2], которая служит источником теплового излучения. Излучение плазменных лайнеров находит применение в задачах физики высоких плотностей энергии [3–5], в частности оно может быть использовано в схемах реализации инерциального термоядерного синтеза (ИТС). Существует несколько потенциальных схем ИТС, основанных на применении плазменных лайнеров (быстрых Z-пинчей), в частности в последнее время большое внимание уделяется

схеме, предложенной в [6], называемой „Dynamic Hohlraum“ (ДН). В этой схеме используется двухкаскадный лайнер, термоядерная мишень располагается на оси внутреннего каскада [6,7]. При высокой скорости столкновения каскадов ($V_f > 4 \cdot 10^7$ cm/s [8]) кинетическая энергия внешнего каскада в ударной волне преобразуется в тепловую, а затем в энергию мягкого рентгеновского излучения. Высокая оптическая плотность лайнера способствует запираению излучения во внутренней полости. В результате на поверхность термоядерной мишени падает излучение большой интенсивности, за счет которого происходит сжатие мишени. Работоспособность концепции ДН экспериментально исследовалась при мегаамперных уровнях тока на установке АНГАРА-5 [4,9] и генераторе Z [10]. В экспериментах на генераторе Z [10], при амплитуде тока около 20 МА была получена яркостная температура свыше 215 eV. Однако для реализации концепции ДН необходимы более высокие яркостные температуры, превышающие 250 eV [8], что может быть осуществлено только на более мощных генераторах тока.

На современном этапе развития импульсной техники остро стоит вопрос создания установок, способных передать в нагрузку за время ~ 100 ns энергию мегаджоульного диапазона. Традиционная технология формирования наносекундных импульсов, с помощью которой созданы установка АНГАРА-5 и генератор Z, предусматривает использование многомодульной системы с промежуточными емкостными накопителями в виде водонаполненных линий. Работоспособность этой технологии доказана при уровне выходной мощности до ~ 60 TW. Однако при дальнейшем повышении мощности возникают серьезные концептуальные проблемы [11], поэтому актуальной задачей является поиск альтернативных принципов построения мощных импульсных генераторов. Одной из таких концепций является технология построения мощных импульсных генераторов индукционного типа [12], получивших название LTD-генераторы (от английского Linear Transformer Driver). LTD-генераторы представляют собой первичный накопитель энергии, способный без промежуточных накопителей передать в нагрузку импульс электрической энергии. При использовании в LTD-генераторе передающих вакуумных магнитоизолированных линий его эквивалентную электрическую схему можно рассматривать как *RLC*-контур, в котором активное сопротивление пренебрежимо мало по сравнению с волновым [11,13].

Целью данной работы является анализ эффективности передачи энергии такого генератора в кинетическую энергию лайнера. Отметим, что в принципе при неограниченном сжатии, за счет „радиационного“ коллапса [14] в Z -пинч может быть вложена вся энергия, поступившая в узел нагрузки. Однако, во-первых, в реальных Z -пинчах „радиационный“ коллапс не наблюдается, а сжатие прекращается при уменьшении радиуса пинча приблизительно в 10 раз. Дальнейшему сжатию препятствует развитие крупномасштабных магнитогидродинамических неустойчивостей, из которых самыми опасными являются рэлей-тейлоровские (РТ) [1,2,15,16]. Во-вторых, в концепции ДН сжатие лайнера изначально предполагается конечным, оно ограничено радиусом внутреннего каскада.

Будем считать, что генератор представляет собой LC -контур с нулевым активным сопротивлением. Рассмотрим модель, которая включает в себя уравнения LC -контура и уравнения движения цилиндрической оболочки, ускоряемой током, протекающим через нее. Уравнения LC -контура имеют следующий вид:

$$\frac{1}{c^2} \frac{d}{dt} (LI) = U, \quad \frac{dU}{dt} = -\frac{I}{C}, \quad (1)$$

где I и U — ток в контуре и напряжение на конденсаторной батарее, c — скорость света в вакууме, C — емкость конденсаторной батареи генератора. Индуктивность контура L складывается из индуктивности генератора L_g и индуктивности нагрузки L_L :

$$L = L_g + L_L, \quad L_L = 2l \ln \frac{R_{rc}}{R}, \quad (2)$$

где R_{rc} — радиус обратного токопровода, R и l — радиус и длина лайнера. Для определения радиуса используются уравнения движения цилиндрической оболочки [1,2]:

$$\frac{dR}{dt} = V, \quad m \frac{dV}{dt} = -\frac{I^2}{c^2 R}, \quad (3)$$

где m и V — погонная масса и скорость оболочки. Начальные условия при решении системы уравнений (1)–(3): $I(t=0) = 0$, $U(t=0) = U_0$, $V(t=0) = 0$, $R(t=0) = R_0$.

Система уравнений (1)–(3) позволяет оптимизировать параметры контура и параметры лайнера. Однако она нелинейна и содержит большое количество параметров ($m, R_0, l, C, L_g, U_0, R_{rc}, a$ — степень сжатия). Для того чтобы снизить число параметров, по которым необходимо проводить оптимизацию, обезразмерим систему (1)–(3), вводя следующие безразмерные величины:

$$\xi = \frac{R}{R_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad \mu = \frac{L}{L_0}, \quad \frac{C}{C_0} = 1, \quad J = \frac{I}{I_0}.$$

Между некоторыми масштабами величин можно ввести связь:

$$t_0 = \frac{\pi}{2c} \sqrt{L_0 C_0}, \quad I_0 = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} U_0. \quad (4)$$

Вводя также масштаб индуктивности $L_0 = 2l$, систему (1)–(3) можно переписать в виде

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = -D \frac{J^2}{\xi}, \quad \frac{d^2(\mu J)}{d\tau^2} = -\frac{\pi^2}{4} J, \quad \mu = B + \ln \frac{A}{\xi}. \quad (5)$$

Безразмерные параметры системы уравнений (5) определяются следующим образом: $A = R_{rc}/R_0$ — отношение радиуса обратного токопровода к начальному радиусу лайнера; $B = L_g/L_0 = L_g/2l$ — безразмерная индуктивность генератора; $D = \frac{I_0^2 t_0^2}{c^2 m R_0^2}$ — параметр, связывающий характеристики оболочки и характеристики LC -контура. Начальные условия при решении системы уравнений (5): $J(\tau = 0) = 0$; $\frac{dJ}{d\tau}(\tau = 0) = 1$; $\xi(\tau = 0) = 1$, $\frac{d\xi}{d\tau}(\tau = 0) = 0$.

Эффективность передачи энергии конденсаторной батареи в кинетическую энергию лайнера через безразмерные величины выражается следующим образом:

$$\eta = \frac{E_k}{E_0} = \frac{1}{2D} \left(\frac{d\xi}{d\tau} \right)_f^2, \quad (6)$$

где E_0 — энергия, запасенная в конденсаторной батарее, E_k — кинетическая энергия лайнера в финале сжатия; $(d\xi/d\tau)_f$ — безразмерная скорость лайнера в финале сжатия.

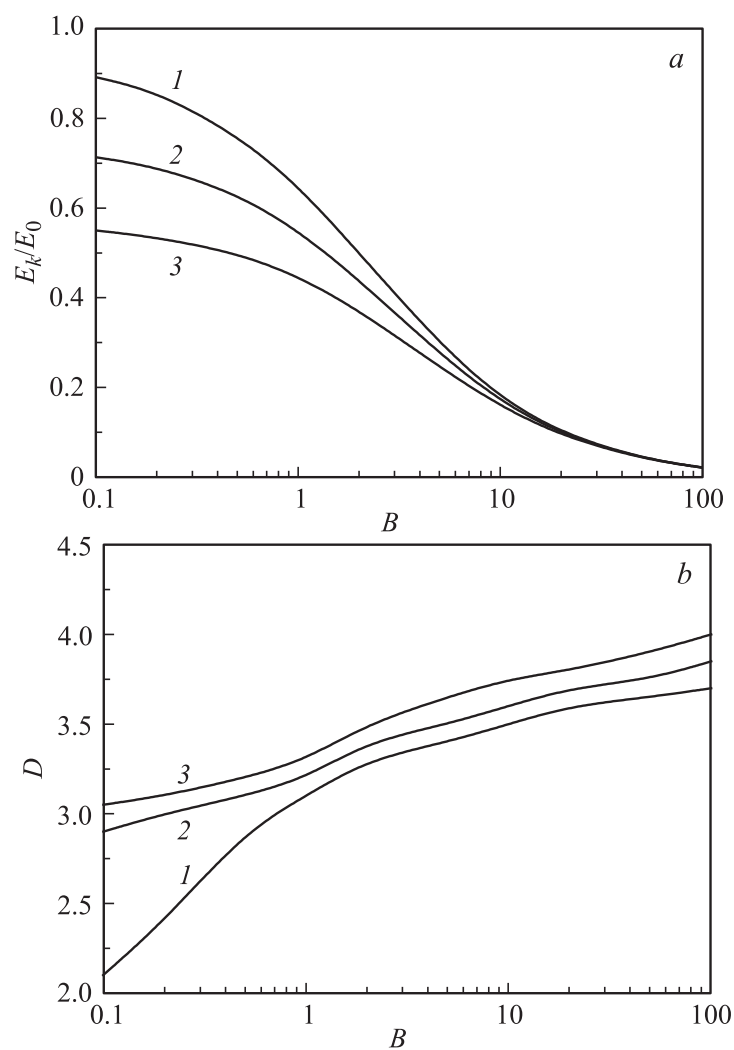


Рис. 1. Зависимость от параметра B (безразмерная индуктивность генератора): a — эффективности передачи энергии; b — „оптимальных“ значений параметра D . Кривые: 1 — $A = 1.1$, 2 — $A = 2$, 3 — $A = 5$.

Рассмотрим численное решение системы уравнений (5) при фиксированной степени сжатия плазменной оболочки $a = 10$. На рис. 1, *a* представлена зависимость эффективности передачи энергии η от параметра B при различных значениях параметра A . При построении этой зависимости значение параметра D выбиралось таким образом, чтобы величина η была максимальна. „Оптимальные“ значения параметра D , которые фигурировали при построении зависимостей, показанных на рис. 1, *a*, представлены на рис. 1, *b*.

Рис. 1 показывает, что большая эффективность передачи энергии в кинетическую энергию лайнера может быть достигнута только при использовании низкоиндуктивного генератора. Во всех современных экспериментах по сжатию плазменных лайнеров [1–4,9,10,15] эффективность передачи энергии не превышает 20–25%, при этом сжатие происходит вблизи максимума тока, при значении параметра $D \approx 4$. Используя результаты расчетов, оценим параметры мультимегаамперного генератора, достаточно мощного для реализации ИТС в ДН-схеме, эффективность которого была бы около 30% ($A \approx 2$, $B \approx 3-4$, $D \approx 4$). При длине лайнера 3 см индуктивность генератора должна составлять приблизительно 20 пН. Для обеспечения фронта тока 100 ns емкость конденсаторной батареи должна быть 200 пФ, волновое сопротивление генератора 0.3 Ω . Для того чтобы запасти 40 МДж энергии в такой батарее, ее нужно заряжать до напряжения 20 МВ, что обеспечит ток через нагрузку около 50 МА. При начальном радиусе лайнера 2 см его масса должна составлять 22.5 мг/см, при этом скорость в финале сжатия достигнет $\sim 6 \cdot 10^7$ см/с.

Как видно из рис. 1, эффективность передачи энергии стремится к 1 при $A \rightarrow 1$ и $B \rightarrow 0$. Максимальная эффективность достигается при $D \approx 1$, в этом случае в финале сжатия ток близок к нулю, фронт нарастания тока также стремится к нулю, а амплитуда тока — к бесконечности. Естественно, что это неосуществимо на реальных генераторах. Однако можно попытаться приблизить реальную ситуацию к идеальной, что, как показывает рис. 1, можно осуществить при значениях параметра $B < 0.5$. Будем называть подобные режимы сжатия оболочки режимом „идеального“ лайнера.

Рассмотрим решения при $A = 1.1$, $B = 0.33$. В этом случае максимальная эффективность $\eta \approx 0.81$ достигается при $D \approx 2.5$. Это решение представлено на рис. 2. Так как в этом решении параметр B мал, то на реальных генераторах подобные режимы сжатия могут быть получены

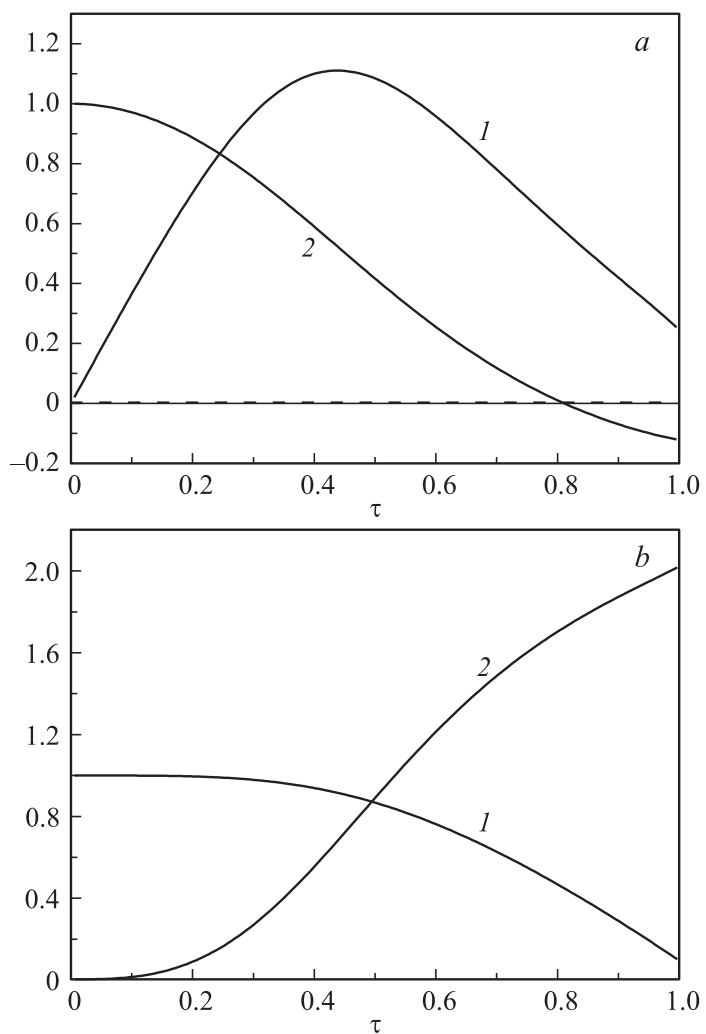


Рис. 2. Зависимость от безразмерного времени: *a* — безразмерной амплитуды тока (кривая 1) и безразмерного напряжения на конденсаторной батарее (кривая 2); *b* — безразмерного радиуса (кривая 1) и безразмерной скорости (кривая 2) лайнера.

только на длинных лайнерах. Используя результаты расчетов, оценим параметры мультимегаамперного генератора для этого режима. При длине лайнера 15 см и $B = 0.33$ индуктивность генератора должна составлять приблизительно 10 нН. Если сжатие происходит за 200 ns, то, так как время сжатия лайнера $t_f \approx t_0$ (рис. 2), емкость конденсаторной батареи должна составлять 540 nF, волновое сопротивление 0.14 Ω . Для того чтобы энергия в конденсаторной батарее равнялась 40 MJ, ее необходимо заряжать до напряжения 12 MV, что обеспечит ток через нагрузку около 60 MA. При начальном радиусе лайнера 5 см его масса должна составлять 20 mg/cm, скорость в финале сжатия приблизительно $5 \cdot 10^7$ cm/s.

Кроме высокой эффективности рассмотренный режим сжатия обладает еще одним преимуществом — повышенной устойчивостью сжатия. Это можно показать в рамках нашей модели. Как уже отмечалось, при имплозии плазменных лайнеров наибольшую опасность представляют РТ-неустойчивости, возникающие из-за сжатия лайнера магнитным полем протекающего по нему тока. Мгновенный инкремент РТ-неустойчивостей определяется следующим выражением [1,16]:

$$\gamma = \sqrt{|g|k}, \quad (7)$$

где $|g| = I^2/(c^2mR)$ — ускорение лайнера; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число неустойчивой моды с длиной волны λ . При этом амплитуда неустойчивости равна

$$A = A_0 \exp \Gamma = A_0 \exp \left(\int_0^{t_f} \sqrt{|g|k} dt \right), \quad (8)$$

где Γ — интегральный инкремент нарастания (безразмерная величина). Выражение (8) справедливо лишь в линейной стадии роста неустойчивости, т. е. при $\Gamma < 1$. Однако и в нелинейной стадии величина Γ может служить мерой устойчивости сжатия.

Для моды, длина волны которой λ равна начальному радиусу лайнера R_0 , т. е. $\lambda = R_0$, выраженная через безразмерные переменные величина Γ имеет вид

$$\Gamma = \int_0^{\tau_f} \sqrt{\frac{2\pi DJ^2}{\xi}} d\tau. \quad (9)$$

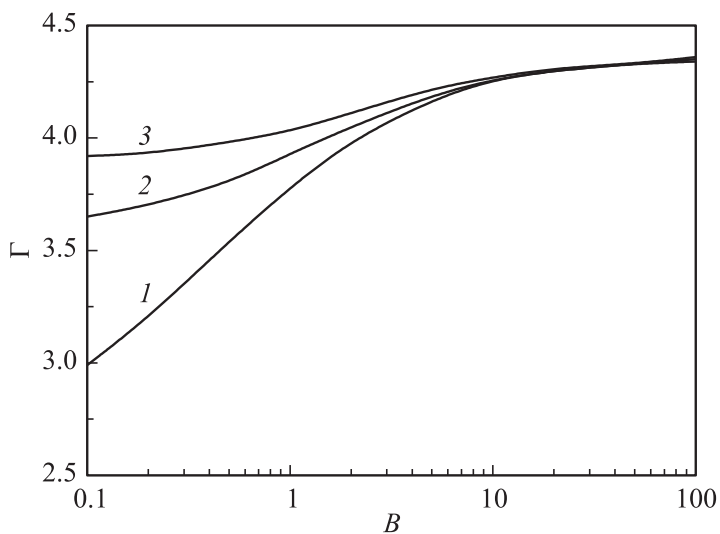


Рис. 3. Зависимость интегрального инкремента нарастания РТ-неустойчивостей от параметра B при различных значениях параметра A . Кривые: 1 — $A = 1.1$, 2 — $A = 2$, 3 — $A = 5$.

На рис. 3 показаны зависимости интегрального инкремента Γ от параметра B при различных значениях параметра A и „оптимальных“ значениях параметра D . Как видно из этого рисунка, в режимах имплозии, близких к „идеальному“ лайнеру, инкременты нарастания РТ-неустойчивостей минимальны.

Большая длина оболочки, необходимая для реализации режима „идеального“ лайнера, также имеет свои преимущества. В этом случае в приосевую полость могут быть помещены не одна, а несколько термоядерных мишеней, что приведет к увеличению выхода нейтронов в одном импульсе [17].

Таким образом, в работе проведен численный анализ эффективности передачи энергии, запасенной в конденсаторной батарее, в кинетическую энергию плазменного лайнера. Рассмотрен режим „идеального“ лайнера, в котором в финале сжатия оболочки ток через лайнер близок к нулю и который может быть реализован при использовании оболочек

большой длины (более 10 см). Этот режим обладает следующими преимуществами: во-первых, высокая эффективность передачи энергии (до 80%); во-вторых, повышенная устойчивость сжатия; в-третьих, в ДН-схеме инерциального термоядерного синтеза на оси лайнера большой длины могут быть помещены не одна, а несколько термоядерных мишеней.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение № 8878.

Автор считает своим приятным долгом выразить признательность А.А. Киму за полезные советы и дискуссии.

Список литературы

- [1] Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen M.K. // *Rev. Modern Phys.* 2000. V. 72. N 1. P. 167–223.
- [2] Haines M.G. // *Plasma Phys. Control. Fus.* 2011. V. 53. P. 093 001.
- [3] Jones B., Deeney C., Coverdale C.A. et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer.* 2006. V. 99. P. 341–348.
- [4] Грабовский Е.В., Воробьев О.Ю., Дябилин К.С. и др. // *ЖЭТФ.* 1996. Т. 109. В. 3. С. 827–838.
- [5] Chuvatin A.S., Rudakov L.I., Velikovich A.L. et al. // *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2005. V. 33. N 2. P. 739–751.
- [6] Захаров С.В., Смирнов В.П., Гасилов В.А. и др. // *Препринт ИОА.* 4587/6. М., 1988.
- [7] Matzen M.K. // *Phys. Plasmas.* 1997. V. 4. N 5. P. 1519–1527.
- [8] Смирнов В.П., Захаров С.В., Грабовский Е.В. // *Письма ЖЭТФ.* 2005. Т. 81. В. 9. С. 556–562.
- [9] Smirnov V.P. // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* 1991. V. 33. N 13. P. 1697–1714.
- [10] Sandford T.W.L., Lemke R.W., Mock R.C. et al. // *Phys. Plasmas.* 2002. V. 9. N 8. P. 3573–3594.
- [11] Stygar W.A., Cuneo M.E., Heady D.I. et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2007. V. 10. P. 030 401.
- [12] Kim A.A., Mazarakis M.G., Sinebryukhov V.A. et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* 2009. V. 12. P. 050 402.
- [13] Oreshkin V.I., Kim A.A., Glazov L.G. // *Abst. 17th Int. Symp. High Current Electr.* 2012. Tomsk, Russia. P. 237–238.

-
- [14] *Орешкин В.И.* // Изв. вузов. Физика. 1997. Т. 38. В. 12. С. 76–84.
- [15] *Бакиш Р.Б., Дацко И.М., Ким А.А.* и др. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. В. 11. С. 959–965.
- [16] *Будько А.Б., Великович А.Л., Либерман М.А., Фелбер Ф.С.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 1. С. 496.
- [17] *Shmatov M.L.* // JBIS. 2004. V. 57. P. 362–378.