

04;12

Генерация сильного магнитного поля внутри диэлектрической трубки

© С.А. Сорокин

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: s.sorokin@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 4 марта 2008 г. В окончательной редакции 20 октября 2008 г.)

На сильноточном генераторе МИГ проведены эксперименты по сжатию аксиального магнитного потока плазменным лайнером. Показано, что при уровне тока через лайнер около 1 МА в расположенной на оси диэлектрической трубке диаметром 3–4 мм может быть реализовано магнитное поле до 50 Т с длительностью на квазистационарном уровне до 300 ns. Обсуждаются физические процессы, определяющие эволюцию магнитного поля в трубке.

PACS: 52.58.Lq

Введение

Сверхсильные магнитные поля мегагауссного диапазона могут быть созданы сжатием магнитного потока плазменным лайнером [1–3]. По сути применение плазменных лайнеров является логическим продолжением и развитием экспериментов по сжатию магнитного потока обжимаемыми взрывом металлическими лайнерами, начатых еще в конце 1950-х гг. [4,5]. Вместе с тем указанный подход является более предпочтительным с точки зрения простоты, относительной дешевизны и возобновляемости эксперимента, а также не имеет принципиального ограничения величины предельного генерируемого поля, связанного с тепловым взрывом металла при уровне поля несколько сотен тесла. В работе [6] показано, что сжатием начального аксиального магнитного поля плазменным лайнером, ускоряемым током сильноточного генератора в устойчивом столбе, могут быть получены поля около 1000 Т/МА.

Одним из принципиальных факторов, ограничивающих величину максимального достижимого поля в этом случае является рэлей-тейлоровская неустойчивость. Действительно, с одной стороны, при устойчивом сжатии величина максимального поля B_m растет с уменьшением начального поля B_0 . В частности, для фиксированной кинетической энергии лайнера, переходящей в момент его максимального сжатия в энергию сжатого магнитного поля, легко показать, что $B_m B_0 = \text{const}$. С другой стороны, как показано в [6], при токе через лайнер I для сохранения цилиндрической структуры лайнера необходимо начальное поле $B_0/I \geq 1.5$ Т/МА. В этом случае начальное поле около 1.5 Т/МА является оптимальным для генерации сверхсильного поля сжатием магнитного потока плазменным лайнером.

Наряду с преимуществами рассматриваемый способ генерации сверхсильного поля обладает и рядом недостатков, ограничивающих область его прямого практического применения. При создании исходного полого лайнера с помощью быстрого клапана и газового сопла кольцевого сечения область внутри газовой оболочки заполняется относительно низкоплотным газом. Этот

газ ионизируется излучением лайнера в начальной стадии его сжатия, и в дальнейшем происходит сжатие начального поля с низкоплотной плазмой. Кроме того, плазменный лайнер является источником интенсивного вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения.

Как горячая плазма, так и излучение могут быть нежелательными (а порой и недопустимыми) с точки зрения их воздействия на располагаемый в области сверхсильного поля исследуемый объект. Для защиты приосевой области от плазмы и излучения может быть использована диэлектрическая трубка. Однако в этом случае эволюция поля в трубке будет определяться рядом процессов, обусловленных взаимодействием плазмы и поля с поверхностью трубки. В отсутствие низкоплотной плазмы в области сжатия (между лайнером и трубкой) внутренний объем трубки может экранироваться токовой оболочкой на внешней поверхности трубки, которая образуется в результате пробоя под действием вихревого электрического поля $E_\phi = 0.5 r_t dB_z/dt$ (здесь r_t — внешний радиус трубки) и испарения материала поверхности трубки.

При наличии низкоплотной плазмы в области сжатия поле к поверхности трубки может передаваться лишь за счет процессов диффузии и конвективного выноса [7] (см. раздел „Обсуждение“). Указанные процессы приводят, с одной стороны, к снижению величины магнитного поля в трубке, а с другой — к увеличению длительности импульса поля в трубке. Последнее может иметь большое значение для ряда практических применений. В частности, авторами рассматривается возможность использования генерируемого внутри трубки поля в качестве ведущего поля в миниатюрном электронном диоде с магнитной изоляцией. Схема диода показана на рис. 1.

Напряжение на диод подается после создания и захвата внутри трубки аксиального поля. При этом плазменная оболочка на внешней поверхности трубки выполняет функцию обратного токопровода (анода) электронного диода с игольчатым катодом. В отсутствие трубки процесс сжатия завершается остановкой лайнера

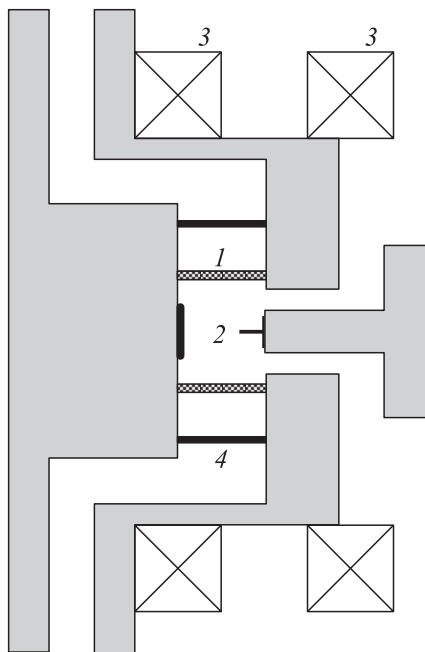


Рис. 1. Схема электронного диода с магнитной изоляцией. Ведущее аксиальное магнитное поле в диоде создается сжатием начального поля плазменным лайнером. 1 — диэлектрическая трубка, 2 — электронный диод, 3 — катушки Гельмгольца, 4 — плазменный лайнер.

сжимаемым полем и его последующим (радиально от оси) разлетом. В этом случае длительность генерируемого импульса сверхсильного поля может быть оценена как отношение димера максимального сжатия лайнера к скорости сжатия и для характерных параметров сжатия импульсом тока длительностью около 100 ns составляет несколько наносекунд (см. ниже).

Малая длительность импульса поля накладывает существенное ограничение на длительность электронного пучка, а задачу синхронизации моментов генерации ведущего поля и электронного пучка, с учетом разброса момента максимального сжатия лайнера, делает практически неразрешимой. Для транспортировки электронного пучка длительностью 10–50 ns с учетом проблемы синхронизации длительность импульса поля на квазистационарном уровне должна составлять 50–100 ns. Величина ведущего поля должна превышать собственное поле пучка. Диоды с магнитной изоляцией имеют характерный импеданс 100–200 Ω [8] и, следовательно, при энергии электронов пучка до 5 MeV — ток пучка до 50 kA. При диаметре пучка 1 mm собственное поле пучка не превышает 20 T.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по генерации сильного магнитного поля внутри диэлектрической трубки сжатием начального аксиального магнитного поля плазменным лайнером. Цель исследований — определение возможностей и условий генерации в трубке диаметром 3–4 mm квазистационарного на временном интервале 100 ns и более магнитного поля уровня 20–100 T.

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на сильноточном генераторе МИГ [9]. Генератор работал в режиме передачи энергии в относительно высокую индуктивность 50 nH при уровне тока около 1 MA. Схема эксперимента показана на рис. 2.

Полая газовая оболочка создается с помощью быстрого клапана и сопла. Внешний и внутренний диаметры сопла на выходе составляют соответственно 27 и 24 mm. В качестве рабочего газа применялись аргон, азот, неон и дейтерий. Основная часть выстрелов была выполнена с аргонном. Начальное магнитное поле до 3 T создается соленоидом. Соленоид запитывается конденсаторной батареей емкостью 600 μ F. Время нарастания поля до максимума $T/4 = 75 \mu$ s. Для предотвращения экранировки области лайнера металлическими элементами сопла и обратного токопровода последний состоит из 24 стержней диаметром 2 mm, прилегающий фланец имеет радиальные прорези, а внутреннее тело сопла изготовлено полим. Все указанные элементы изготовлены из нержавеющей стали.

Распределение поля в области лайнера было измерено магнитным зондом. Измерения показали, что существенное отставание нарастания поля вблизи сопла в первые 20 μ s через 75 μ s сводится к отставанию менее 5%. В некоторых выстрелах производилась предионизация газа в оболочке (за 1 μ s до запуска генератора) многоканальным разрядом по поверхности диэлектрика. Чтобы свести к минимуму отражение от противоположного соплу электрода (анода) и накопление газа в области сжатия, последний изготавливается намоткой на стержни обратного токопровода тонкой медной проволоки диаметром 100–130 μ m. Ток в диоде измеряется поясами Роговского и магнитными зондами. Инжектируемое в трубку аксиальное магнитное поле измеряется

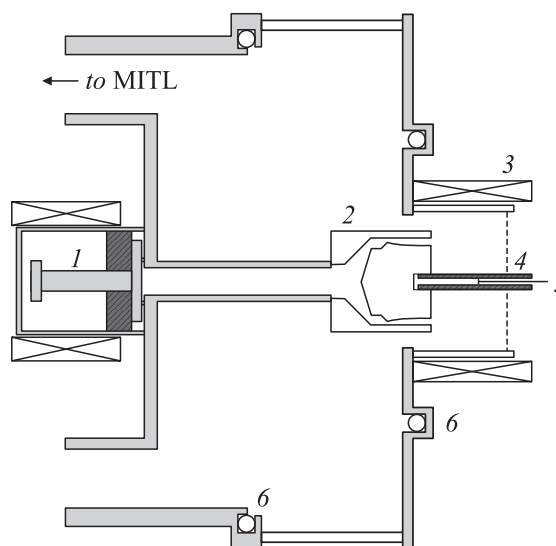


Рис. 2. Схема эксперимента. 1 — быстрый клапан, 2 — газовое сопло, 3 — соленоид, 4 — диэлектрическая трубка, 5 — магнитный зонд, 6 — пояса Роговского.

миниатюрными магнитными зондами. В большей части выстрелов использовались зонды, навитые медным проводом диаметром $80\ \mu\text{m}$ (по эмали) на стержень диаметром $350\ \mu\text{m}$. В представленных ниже результатах измерений магнитное поле рассчитывалось исходя из эффективного диаметра зонда, равного сумме диаметров стержня и провода ($430\ \mu\text{m}$). Неопределенность эффективного диаметра зонда дает погрешность измерений около 30%. Для регистрации момента сжатия лайнера со стороны анода на радиусе 3–4 мм устанавливался магнитный зонд. Момент сжатия также определялся по сигналу вакуумного рентгеновского диода (алюминиевый катод, фильтр — полипропилен $10\ \mu\text{m}$).

Результаты эксперимента

Эксперименты показали, что указанные во Введении процессы действительно существенно определяют эволюцию магнитного поля внутри трубки. На рис. 3 показаны сигналы пояса Роговского и магнитного зонда в трубке для одного из выстрелов с начальным магнитным полем $B_0 = 2.5\ \text{T}$ и стеклянной трубкой радиусом $r_t = 2\ \text{mm}$. Свободное проникновение поля в трубку к моменту выхода плазменной оболочки на радиус трубки должно обеспечить поле $B_z = B_0(r_0/r_t)^2 = 100\ \text{T}$.

На практике лайнер отражается сжимаемым между трубкой и оболочкой магнитным полем, а за время первого сжатия лайнера в трубку проникает лишь поле около 20 Т. При повторном сжатии оболочки поле в трубке возрастает до $\sim 40\ \text{T}$. На сигнале с магнитного зонда наблюдаются несколько пиков, соответствующих последовательным сжатиям лайнера.

На рис. 4 также представлена зависимость от времени магнитного поля внутри трубки, полученная интегрированием сигнала зонда. Видно, что при втором сжатии поле достигает 40 Т и поддерживается на этом уровне в течение $\sim 300\ \text{ns}$. Использование трубок из различных материалов (стекло, керамика, полиэтилен,

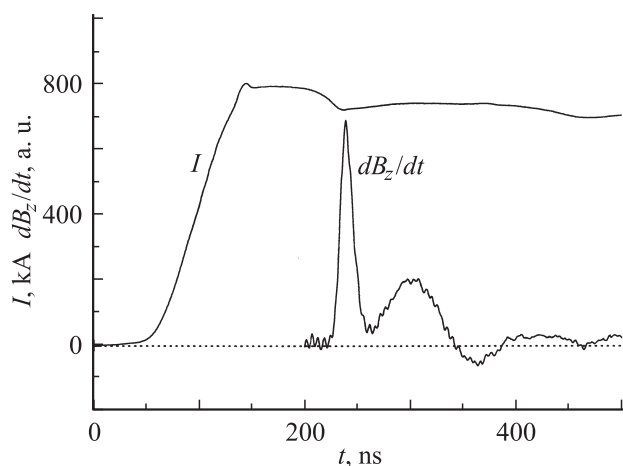


Рис. 3. Сигналы пояса Роговского и магнитного зонда в трубке для выстрела с начальным магнитным полем $B_0 = 2.5\ \text{T}$ и стеклянной трубкой радиусом $r_t = 2\ \text{mm}$.

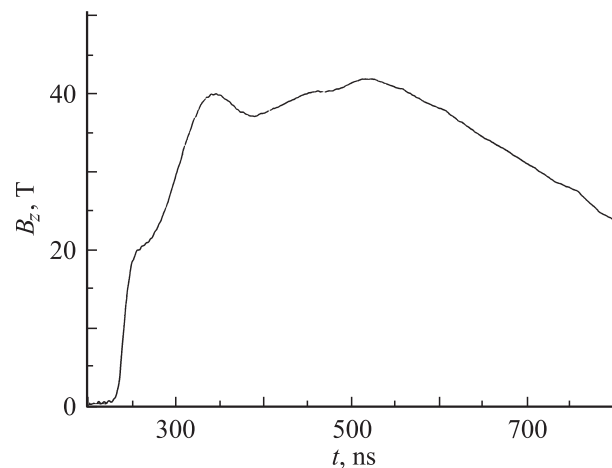


Рис. 4. Зависимость магнитного поля внутри трубки от времени, полученная интегрированием сигнала магнитного зонда ($B_0 = 2.5\ \text{T}$, $r_t = 2\ \text{mm}$).

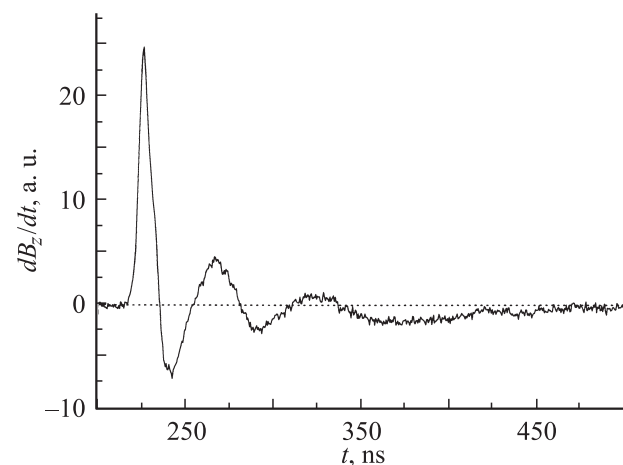


Рис. 5. Сигнал магнитного зонда для выстрела с начальным магнитным полем $B_0 = 1.8\ \text{T}$ и трубкой радиусом $r_t = 1\ \text{mm}$.

пластик) не влияло существенно на результат. В ряде выстрелов с трубкой диаметром 4 мм инжектируемое в трубку поле составляло 40–50 Т. В выстреле с трубкой диаметром 5 мм было зарегистрировано поле $\sim 25\ \text{T}$. Необходимо отметить, что в выстрелах с трубками диаметром 4–5 мм практически в течение всего периода затухающих колебаний лайнера аксиальное поле между лайнером и трубкой превышает поле в трубке (сигнал зонда остается положительным), и, следовательно, поле в трубке монотонно нарастает до квазистационарного уровня. Ситуация несколько изменяется при существенном уменьшении диаметра трубки.

На рис. 5 показан сигнал зонда для выстрела с начальным полем $B_0 = 1.8\ \text{T}$ и диаметром трубки 2 мм. В связи с уменьшением азимутального электрического поля на поверхности трубки (см. раздел „Обсуждение“) и объема трубки при первом сжатии лайнера в трубку инжектируется поле около 60 Т. При последующих коле-

баниях лайнера уровень поля в трубке также осциллирует около среднего значения ~ 50 Т.

Обсуждение

Как уже отмечалось во Введении, эволюция поля в трубке может определяться рядом процессов, обусловленных взаимодействием плазмы и поля с поверхностью трубки. При сжатии аксиального магнитного поля в области сжатия и, в частности на поверхности трубки, генерируется вихревое электрическое поле $E_\varphi = 0.5r_t dB_z/dt$.

На рис. 6 показан пример нульмерного расчета (бесконечно тонкая, идеально проводящая цилиндрическая оболочка начального радиуса $r_0 = 13$ мм ускоряется током генератора с сжимает начальное аксиальное поле $B_0 = 2.5$ Т) динамики движения лайнера и генерируемого внутри него аксиального поля. При радиусе трубки $r_t = 2$ мм в приведенном на рис. 6 варианте расчета максимальное электрическое поле на поверхности трубки (при приближении плазменной оболочки к радиусу 2 мм и свободном проникновении поля в трубку) составляет около 400 кВ/см. С учетом мощного излучения плазменной оболочки можно ожидать, что пробой и образование плазмы на поверхности трубки произойдет существенно раньше выхода оболочки на радиус $r \sim r_t$. Дальнейшая эволюция магнитного поля внутри трубки будет определяться как величиной поля между трубкой и оболочкой, так и скоростью диффузии поля через поверхностный слой плазмы. Еще более сложным будет процесс проникновения поля в трубку в присутствии в сжимаемом поле низкоплотной плазмы.

Оценки показывают, что в условиях данного эксперимента для сжимаемой плазмы с полем магнитное число Рейнольдса Re_m (отношение характерного времени диффузии поля из плазмы в трубку к характерному времени сжатия) достаточно велико, следовательно, проникновение поля в трубку возможно лишь за счет конвективного

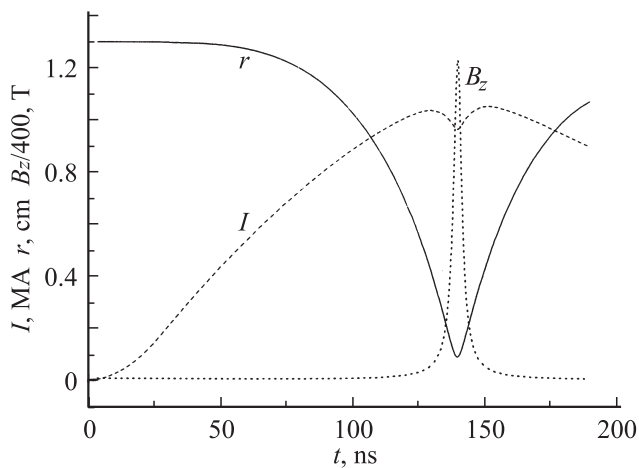


Рис. 6. Нульмерный расчет динамики движения лайнера и генерируемого внутри него аксиального магнитного поля (B_z), I — ток генератора, r — радиус лайнера.

выноса поля из области сжатия к холодной стенке трубки.

Задача об аномально быстром выносе поля из плазмы при сжатии плазмы низкого давления с магнитным полем ($\beta = 2\mu_0 p/B^2 \ll 1$) непроводящей стенкой рассматривалась в работе [7]. Применительно к рассматриваемой здесь конфигурации указанный эффект заключается в следующем. Если плотность плазмы в области сжатия относительно мала и алфвеновская скорость много больше скорости сжатия лайнера, так что давление в области сжатия поддерживается постоянным, то диффузия магнитного поля в трубку из тонкого пристеночного слоя будет сопровождаться сжатием плазмы в этом слое до $nkT \sim B_z^2/2\mu_0$ (здесь n и T — плотность и температура плазмы, k — постоянная Больцмана, μ_0 — магнитная постоянная). Процесс сжатия плазмы в пристеночном слое будет сопровождаться течением плазмы с полем к стенке. Таким образом, устанавливается квазистационарный процесс конвективного выноса плазмы с полем в тонкий пристеночный слой с последующей диффузией поля в плазму слоя и стенку.

Как показано в [7], эффект конвективного выноса может существенно снизить время удержания поля в плазме. В данном случае конвективный вынос поля играет положительную роль, обеспечивая проникновение магнитного поля из области сжатия (между трубкой и лайнером) в трубку. Характер изменения поля в трубке определяется и эволюцией поля в области сжатия. В отсутствие трубки при $Re_m \gg 1$ происходит практически вполне упругое отражение лайнера от оси сжимаемого аксиальным полем. В присутствии трубки лайнер отражается полем, сжимаемым между лайнером и трубкой. При этом в связи с проникновением части магнитного потока в трубку отражение не является вполне упругим.

Кинетическая энергия отраженного лайнера меньше кинетической энергии сжимающегося лайнера. В дальнейшем лайнер совершает затухающие колебания. В процессе этих колебаний лайнер эволюционирует к положению равновесия, когда давление азимутального поля на внешней границе лайнера равно давлению внутреннего аксиального поля ($B_\varphi = B_z$). В то же время положение равновесия изменяется в результате следующих процессов:

- а) дальнейшего проникновения поля в трубку,
- б) изменения тока через лайнер,
- в) джоулевой диссипации энергии аксиального поля.

Пренебрегая потерями магнитного потока внутри лайнера и полагая, что произошло выравнивание полей в области сжатия и в трубке, оценим величину поля в трубке, используя условие равенства полей на внешней и внутренней границах лайнера для параметров выстрела, представленного на рис. 3 и 4 (начальный радиус лайнера $r_0 = 1.3$ см, начальное аксиальное поле $B_0 = 2.5$ Т)

$$\frac{\mu_0 I}{2\pi r} = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2.$$

Подставив в это соотношение величину установившегося после завершения колебаний сигнала зонда тока $I \approx 700$ кА, получим, что радиус равновесия r равен 3 мм, а поле в трубке $B_z \approx 47$ Т. С учетом указанной выше погрешности измерения аксиального поля и пренебрежения потерями потока полученная оценка удовлетворительно соответствует измеренному в трубке уровню поля (~ 40 Т).

Заключение

На сильноточном генераторе МИГ проведены эксперименты по генерации сильного аксиального магнитного поля внутри расположенной на оси диэлектрической трубки (диаметром 3–5 мм) сжатием начального поля плазменным лайнером. Показано, что при уровне тока через лайнер около 1 МА внутри трубки может быть реализовано поле до 50 Т с длительностью импульса на квазистационарном уровне до 300 ns. Область с магнитным полем защищена стенкой трубки от излучения и плазмы лайнера и может быть использована для исследования физических процессов в сильных полях. В частности, указанное поле может быть использовано в качестве ведущего в электронном диоде с магнитной изоляцией.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 06-08-96915.

Список литературы

- [1] *Felber F.S., Liberman M.A., Velikovich A.L.* // Appl. Phys. Lett. 1985. Vol. 46. P. 1042.
- [2] *Бакиит Р.Б., Великович А.П., Кабламбаев Б.А., Либерман М.А., Лучинский А.В., Ратахин Н.А.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 2. С. 242–246.
- [3] *Лучинский А.В., Ратахин Н.А., Сорокин С.А., Чайковский С.А.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 18. С. 83–85.
- [4] *Fowler C.M., Garn W.B., and Caird R.S.* // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. P. 588.
- [5] *Сахаров А.Д., Людаев Р.З., Смирнов Е.И., Плющев Ю.И.* и др. // ДАН СССР. 1965. Т. 165. № 1. С. 65–68.
- [6] *Сорокин С.А., Хачатурян А.В., Чайковский С.А.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 12. С. 1453–1458.
- [7] *Векштейн Г.Е.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 12. С. 760–764.
- [8] *Friedman L.M., Ury M.* // Rev. Sci. Instrum. 1970. Vol. 41. N 9. P. 1334.
- [9] *Кабламбаев Б.А., Лучинский А.В., Петин В.К., Ратахин Н.А., Сорокин С.А., Федущак В.Ф., Чайковский С.А., Шляхтун С.В.* // Вопросы атомной науки и техники. 2001. Вып. 3–4. С. 149.