

12

Генерация импульсов циклотронного сверхизлучения в электростатической ловушке, накачиваемой электронным пучком

© Н.С. Гинзбург^{1,2}, В.Ю. Заславский^{1,2}, И.В. Зотова¹,
И.В. Железнов¹

¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 13 января 2015 г.

Для создания в электростатических и магнитных ловушках неравновесного распределения электронов по вращательным скоростям предложено использовать поперечно-неоднородное поле киккера, помещенного внутри ловушки. При пролете киккера электроны приобретают поперечную скорость, в результате чего оказываются захваченными между зеркалами ловушки. После накопления достаточного заряда и выключения электронного пучка имеет место вылет из ловушки электронов с малыми вращательными скоростями. В результате функция распределения становится неравновесной, что приводит к высвечиванию мощного короткого (наносекундного) импульса сверхизлучательного типа.

В литературе неоднократно обсуждалась возможность генерации мощного импульсного излучения в магнитных ловушках [1,2]. В частности, в работе [2] для накачки поперечной вращательной скорости частиц и создания неравновесной функции распределения предлагалось использовать адиабатически нарастающее во времени магнитное поле. Однако это достаточно медленный процесс с характерной длительно-

стью миллисекунды. В этой связи, чтобы предотвратить высвечивание значительной части энергии в процессе набора вращательной скорости, необходима фоновая плазма, которая на малом уровне мощности излучения служила бы эффективным поглотителем подобно лазерным системам [3,4], насыщаясь при превышении определенного уровня излучения и обеспечивая генерацию гигантских импульсов.

В данной работе предлагается альтернативная схема накачки вращательной энергии, которая основана на запитке ловушки первоначально прямолинейным электронным пучком. При этом внутри ловушки, т.е. между электростатическими или магнитными зеркалами, помещается киккер [5], при пролете которого электроны приобретают вращательную поперечную скорость, в результате чего оказываются захваченными и в дальнейшем осциллируют между зеркалами. После накопления в ловушке достаточного заряда электронный пучок отключается. Далее имеет место вылет из ловушки электронов с малыми вращательными скоростями, в результате чего функция распределения по вращательным скоростям становится неравновесной, и происходит высвечивание мощного короткого электромагнитного импульса сверхизлучательного типа.

Ниже приводятся результаты прямого PIC (particle in cell) моделирования на основе кода CST STUDIO SUITE предложенной схемы, демонстрирующие ее реализуемость. Предполагалось, что электростатическая ловушка состоит из трех электродов в виде отрезков цилиндрических волноводов. При этом на центральный электрод длиной 20 см и радиусом 0.6 см приложено напряжение 50 кВ. На рис. 1 показаны конфигурация ловушки и распределение потенциала вдоль продольной координаты. Для удержания электронов в поперечном (радиальном) направлении на систему накладывается сильное продольное магнитное поле соленоида с напряженностью до 15 кОе. Киккер представляет собой виток с током, наклоненный под углом 45° к оси системы. Электронный пучок цилиндрической геометрии с радиусом $R_b = 0.37$ см инжектируется с катодного конца системы. Исходно электроны движутся прямолинейно со скоростью $V_{||0}$ вдоль ведущего магнитного поля, имея относительно небольшую энергию 10 кеВ. Далее при влете в ловушку электроны ускоряются до 60 кеВ. При пролете создаваемого киккером участка с неоднородным магнитным полем под воздействием радиальной компоненты указанного поля электроны приобретают вращательную скорость. Для выбранных параметров после однократного

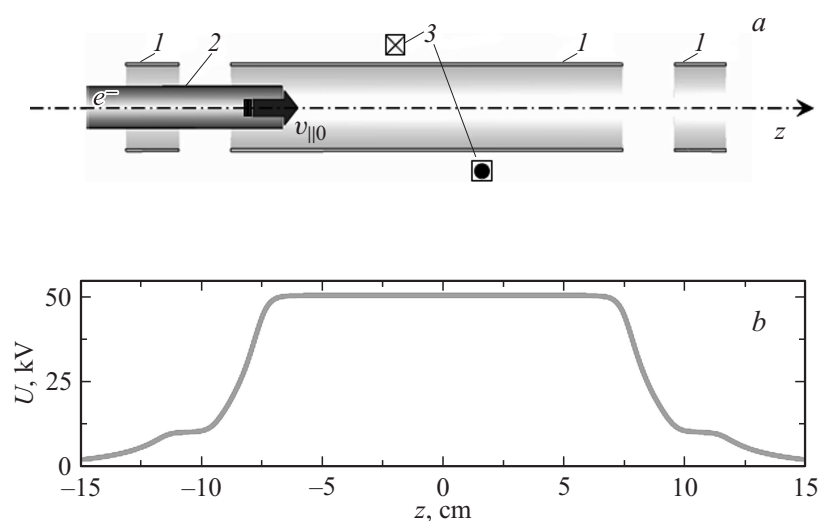


Рис. 1. *a* — конфигурация электростатической ловушки: *1* — электроды ловушки, *2* — влетающий в ловушку прямолинейный электронный пучок, *3* — киккер. *b* — распределение потенциала вдоль пространства ловушки.

прохождения поля киккера питч-фактор (отношение поперечной и продольной скоростей электрона) составляет ~ 1 . Вследствие уменьшения поступательной скорости электрон не может вылететь из ловушки и в дальнейшем начинает осциллировать между зеркалами, многократно пролетая поле киккера. При этом движение частицы даже без учета ближнего кулоновского взаимодействия с другими частицами, вообще говоря, стохастизируется. Тем не менее по мере накопления заряда в ловушке возникает дополнительная продольная электростатическая сила, под действием которой часть электронов с преимущественно малыми поперечными скоростями покидает ловушку. В результате создается неравновесное анизотропное распределение электронов по поперечным скоростям, приводящее к развитию циклотронной неустойчивости. Следует отметить, что в момент времени, близкий к моменту насыщения роста накопленного заряда, целесообразно выключить ток инжекции, поскольку это приводит к дополнительному уменьшению

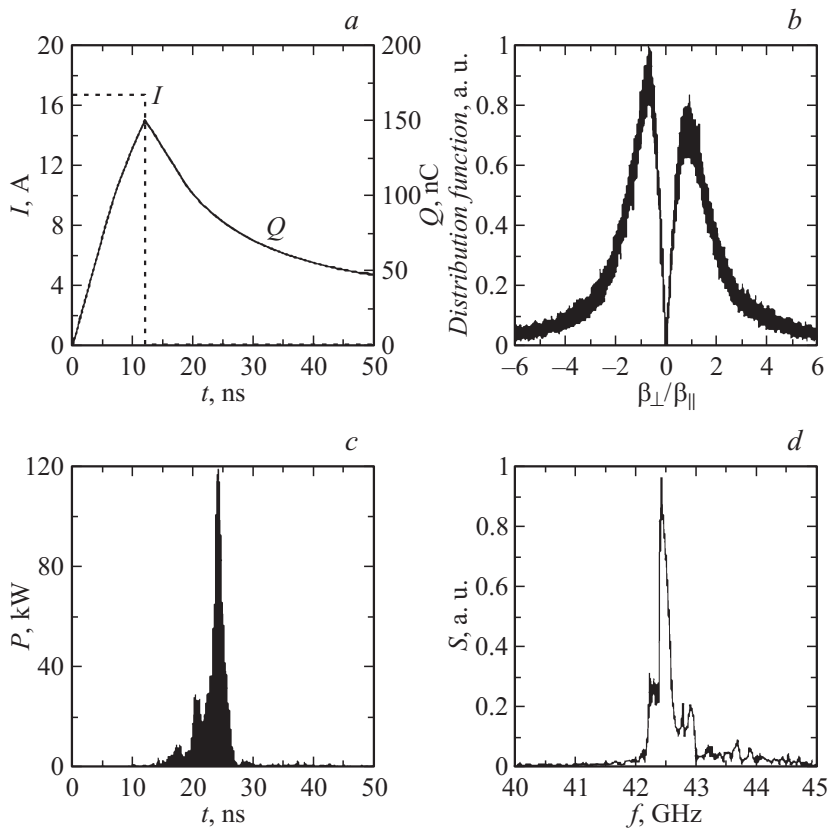


Рис. 2. *a* — зависимость от времени тока инжекции и полного числа частиц в ловушке. *b* — неравновесная функция распределения частиц по питч-углам через несколько наносекунд после выключения тока. *c* — зависимость мощности излучения из ловушки от времени при оптимально подобранной величине ведущего магнитного поля, полученная на основе PIC-моделирования. *d* — спектр излучения, соответствующий возбуждению моды TE_{41} на квазикритической частоте.

числа электронов с малыми поперечными скоростями. На рис. 2, *a* показаны зависимости от времени тока инжекции и полного числа частиц в ловушке. На рис. 2, *b* представлена неравновесная функция

распределения частиц по питч-углам, формирующаяся через несколько наносекунд после выключения тока.

На рис. 2, *c* показана зависимость мощности излучения от времени при оптимально подобранной величине ведущего магнитного поля. Разложение поля по модам цилиндрического волновода показывает, что подавляющая доля мощности излучения ассоциирована с возбуждением моды TE_{41} на частоте 42.4 GHz (рис. 2, *d*), близкой к критической частоте данной моды. Излучение представляет собой последовательность коротких импульсов с длительностью несколько наносекунд по полувысоте и пиковой мощностью до 60 kW. Подобные импульсы следует интерпретировать как импульсы циклотронного сверхизлучения (СИ).

Ранее указанный механизм генерации исследовался как теоретически, так и экспериментально [6–8] применительно к излучению движущихся электронных сгустков. Было показано, что в микроволновом диапазоне максимальная мощность достигается в режиме группового синхронизма, когда поступательная скорость сгустка близка к групповой скорости волны. В собственной системе отсчета, в которой электронный сгусток как целое покоится, режиму группового синхронизма соответствует взаимодействие на квазикритической частоте ω_c , что характерно для работы гиротронов [9,10]. Циклотронное СИ представляет собой процесс азимутальной автофазировки электронов и последующего высвечивания запасенной вращательной энергии в виде короткого электромагнитного импульса. Механизм автофазировки аналогично гиротронам обусловлен релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии частиц. Главной отличительной особенностью условий, при которых реализуются эффекты СИ, является непролетность, т.е. фактически бесконечное время жизни частиц в области взаимодействия. Излучение при этом носит принципиально импульсный характер. Естественно, что для практической реализации эффектов СИ достаточно, чтобы время жизни частицы в области взаимодействия превышало время высвечивания, т.е. фактически обратный инкремент развития неустойчивости. Для ансамбля вращающихся электронов, излучающих в цилиндрическом волноводе радиусом R на квазикритической частоте моды $TE_{m,n}$, соответствующий инкремент дается

выражением (см. [6]):

$$|\text{Im}\omega| = \omega_c \left(\sin \frac{\pi}{5} \right) \left(\frac{eQ}{mc^2} \frac{\beta_{\perp 0}^2 v_n}{\sqrt{2}R} \frac{J_{m-1}^2(v_n R_0/R)}{J_m^2(v_n)(v_n^2 - m^2)} \right)^{2/5}, \quad (1)$$

где Q — заряд, накопленный в ловушке, $\beta_{\perp 0} = V_{\perp 0}/c$ — нормированная поперечная скорость электронов в ловушке; v_n — n -й корень уравнения $dJ_m(x)/dx = 0$.

Для получаемых в рамках PIC-моделирования параметров накопленный в ловушке заряд $Q \sim 150$ пС и средняя поперечная скорость частиц $\beta_{\perp 0} \sim 0.25$. При возбуждении моды TE_{41} на частоте 42.4 GHz, близкой к критической, из выражения (1) получаем, что инкремент развития СИ неустойчивости $|\text{Im}\omega| \approx 8.2 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. Соответственно длительность импульса СИ может быть оценена как $T_{SR} = 2\pi/|\text{Im}\omega| \approx 0.8$ ns. Указанное значение инкремента примерно в 3 раза выше получаемого при PIC-моделировании, поскольку вывод формулы (1) проводился в предположении идеального электронного сгустка без учета позиционного и скоростного разброса электронов. Очевидно, что учет разброса параметров должен приводить к снижению инкрементов СИ неустойчивости и увеличению в несколько раз длительности импульсов СИ в соответствии с результатами PIC-моделирования.

Таким образом, поперечно-неоднородное поле киккера, расположенного внутри электростатической ловушки, позволяет создать неравномерное распределение электронов по вращательным скоростям. PIC-моделирование показывает, что при накоплении электронов в электростатической ловушке возможно наблюдение эффектов сверхизлучения и получение на этой основе генерации коротких (наносекундных) импульсов для относительно слабых электронных пучков. Следует также отметить, что вместо электростатической ловушки может быть использована магнитная ловушка, в которой киккер помещается в область сравнительного малого поля между магнитными пробками.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 14-12-00887.

Список литературы

- [1] Гапонов-Грехов А.В., Глагольев В.М., Трахтенгерц В.Ю. // ЖЭТФ. 1988. Т. 80. В. 6. С. 2198–2209.
- [2] Голубев С.Н., Шалашов А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. В. 2. С. 98–105.
- [3] Ханин Я.И. Динамика квантовых генераторов. М.: Сов. радио, 1975.
- [4] Ярив А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1990.
- [5] Братман В.Л., Калынов Ю.К., Мануилов В.Н., Самсонов С.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 12. С. 76–81.
- [6] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. В. 7. С. 501–506.
- [7] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 7. С. 1–8.
- [8] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Konoplev I.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. Iss. 12. P. 2365–2368.
- [9] Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1414–1453.
- [10] Nusinovich N.S. Introduction to the physics of gyrotrons. Baltimore, MD, Johns Hopkins Univ. Press, 2004. 352 p.