

Государственный научный центр
Российской Федерации
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера СО РАН

А.А. Иванов, К.В. Лотов

БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ БУНЧИРОВКА
БЫСТРЫХ ИОНОВ
В ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКЕ

ИЯФ 96-33

НОВОСИБИРСК

1996

Баллистическая бунчировка быстрых ионов в открытой ловушке

А.А. Иванов, К.В. Лотов

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
630090, Новосибирск 90, Россия

Аннотация

В работе рассмотрена возможность локального увеличения плотности быстрых ионов в открытой магнитной ловушке за счёт модуляции по определённому временному закону энергии инжектируемых атомарных пучков. Оценки и численные расчёты возможных параметров сгустка быстрых ионов выполнены для нейтронного источника на основе газодинамической ловушки. Согласно расчётам, в оптимальных условиях бунчировка быстрых тритонов и дейтронов вызывает короткую вспышку нейтронного излучения с интенсивностью, в несколько раз превышающей средний уровень. Такая модуляция нейтронного потока может существенно расширить возможности применения источника в разных областях. Кроме того, измерение параметров сгустка может быть использовано для целей “точной” диагностики плазмы в источнике нейтронов и магнитных ловушках других типов.

1 Введение

В последнее время достигнут существенный прогресс в развитии проекта источника 14 МэВ нейтронов на основе газодинамической ловушки [1, 2]. Мощные нейтронные потоки предполагается получать с помощью наклонной инжекции стационарных дейтерий-тритиевых пучков с энергией ~ 100 кэВ в относительно холодную мишенную плазму, удерживаемую в осесимметричной магнитной ловушке. Вследствие низкой температуры мишенной плазмы, взаимодействие быстрых частиц с ней сводится, в основном, к торможению на электронах без сильного углового рассеяния. Как результат, плотность захваченных быстрых ионов имеет резкие максимумы вблизи магнитных пробок. В этих сравнительно узких областях, где плотность горячих ионов высока, происходит генерация 14 МэВ нейтронов. Оценки и численные расчеты показывают, что при умеренном общем энергопотреблении (50–60 МВт), источник способен генерировать потоки термоядерных нейтронов с плотностью 1–2 МВт/м² в испытательной зоне общей площадью до 2 м² [3].

Первоначально проект источника разрабатывался для целей термоядерного материаловедения, однако его расчётные характеристики (компактность, малое энергопотребление и расход трития, высокий нейтронный поток в стационарном режиме, высокий уровень внутренней безопасности и простота обслуживания) позволяют использовать его для решения более широкого круга задач. В частности, рассматриваются возможности применения источника для производства изотопов и переработки радиоактивных отходов, для создания на его основе подкритического ядерного реактора с мощностью ~ 1 ГВт, а также для лечения онкологических заболеваний. Источник может быть сооружён в несколько стадий с поэтапным наращиванием параметров. Начальные параметры могут быть относительно умеренными: полный нейтронный поток ~ 1 МВт, потребление трития менее 100 г в год, площадь испытательной зоны ~ 0.5 м². На последующих стадиях возможно существенное увеличение мощности нейтронного потока и площади испытательной зоны. Основные параметры источника [4] приведены в Таблице 1.

В данной работе рассматривается возможность модуляции нейтронного потока

Таблица 1: Параметры нейтронного источника.

Параметр	Значение
Потребление мощности:	47.1 МВт
Нейтронный поток:	1.8 МВт/м ²
Энергия инжекции дейтерия:	65 кэВ
Энергия инжекции трития:	65 кэВ
Температура электронов, T_e :	0.65 кэВ
Расстояние между пробками, L :	11.4 м
Угол инжекции, θ_0 :	30°
Поле в пробках:	13 Т
Пробочное отношение:	10

в источнике на основе газодинамической ловушки за счёт баллистической бунчировки быстрых ионов, достигаемой при модуляции энергии инжектируемых пучков по определённом временному закону. Принципиально, такой механизм модуляции и импульсного увеличения нейтронного потока рассматривался ранее [5]. Нами проделаны оценки влияния модуляции на нейтронный поток в зоне испытаний для случая, когда плотность и температура мишенной плазмы, энергия и мощность инжекции, геометрические размеры и другие параметры нейтронного источника аналогичны или не сильно отличаются от приведённых в Таблице 1. Некоторые дополнительные параметры и ограничения, используемые в расчётах, приведены в Таблице 2. В расчётах не принимаются во внимание процессы аномального рассеяния и поперечного переноса быстрых ионов. Также пока не рассматриваются коллективные эффекты, связанные с движением плотного сгустка сквозь плазму: искажение магнитного поля, излучение звука и т. д. В этом смысле, полученные результаты можно рассматривать как верхнюю оценку достижимого увеличения плотности быстрых ионов и нейтронного выхода. Окончательный ответ, разумеется, может дать только эксперимент. Заметим, что экспериментальное исследование процесса бунчировки сгустка может дать полезную информацию об устойчивости быстрых частиц, уровне шумов в плазме и т. д. Если рассматривать возможные диагностические применения этого метода, то кажется полезным упомянуть о его генетической связи с предложенными в [6, 7] методами диагностики с помощью импульсной инжекции в плазму сгустков пробных ионов.

Рассмотрение возможных применений модулированного таким образом нейтронного потока выходит за рамки данной работы. К сожалению, даже в самом оптимальном варианте существенного увеличения среднего нейтронного потока добиться в этой схеме не удастся. Однако кажется, что использование модулированного по интенсивности потока нейтронов может существенно расширить возможности изучения

Таблица 2: Исходные данные для расчётов.

Параметр	Значение
Начальная скорость быстрых ионов, v_0 :	$2.5 \cdot 10^8$ см/с
Диаметр инжектируемого пучка, D :	10 см
Амплитуда модуляции энергии, $\Delta\varepsilon$:	$\lesssim 20\%$
Начальный энергетический разброс, $\delta\varepsilon$:	0.1%
Начальный угловой разброс, $\Delta\theta_0$:	0.01;
Плотность основной плазмы, n_0 :	$2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$
Период баунс-колебаний быстрых ионов, T :	10 мкс
Протяжённость области повышенного нейтронного выхода, l_h :	2 м

свойств облучаемых образцов, а также может оказаться полезным и при использовании источника в других целях, помимо термоядерного материаловедения.

2 Чем ограничиваются параметры сгустка

Для того, чтобы частицы, инжектированные в разные моменты времени, собрались в одну точку, они должны двигаться со строго определёнными скоростями. Неконтролируемое отличие средней скорости частицы от некоторого оптимального значения приводит к уширению образующегося сгустка и, соответственно, к уменьшению пиковой плотности быстрых ионов. Рассмотрим причины такого неконтролируемого отличия.

2.1 Энергетический разброс инжектируемых частиц

Будем считать, что перепад электростатического потенциала вдоль силовой линии не оказывает влияния на продольное движение быстрых ионов (что заведомо так, если энергия ионов много больше электронной температуры). Также пока пренебрежём угловым разбросом группируемых частиц. Тогда скорость частицы как до, так и после захвата пропорциональна квадратному корню из её энергии ε . Следовательно, две частицы, испущенные с энергиями ε_{opt} и ε_0 в моменты времени t_1 и t_0 , встретятся в момент времени $t_b = t_0 + \tau$, если энергия ε_{opt} меняется по закону

$$\varepsilon_{opt}(t_1) = \varepsilon_0 \frac{\tau^2}{(t_b - t_1)^2}. \quad (1)$$

Величина τ здесь имеет смысл времени пролёта реперной частицы до точки бунчирования. Из формулы (1) видно, что при оптимальной модуляции (Рис. 1а) период (Δt)

и амплитуда ($\Delta\varepsilon$) колебаний энергии инжекции однозначно связаны:

$$\Delta t = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \Delta\varepsilon/\varepsilon_0}}\right) \tau \xrightarrow{\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_0} \frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon_0} \tau. \quad (2)$$

Подчёркнём, что каждая частица может участвовать в бунчировке не более одного раза.

При учёте торможения быстрых ионов, когда их энергия убывает со временем как

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_{opt} e^{-(t-t_1)/\tau_\varepsilon},$$

требование равенства пути различных частиц до встречи

$$\int_{t_1}^{t_b} \sqrt{\varepsilon} dt = \text{const}$$

даёт следующий закон изменения энергии при оптимальной модуляции:

$$\varepsilon_{opt} = \varepsilon_0 \left(\frac{1 - e^{-\tau/2\tau_\varepsilon}}{1 - e^{-(t_b-t_1)/2\tau_\varepsilon}} \right)^2. \quad (3)$$

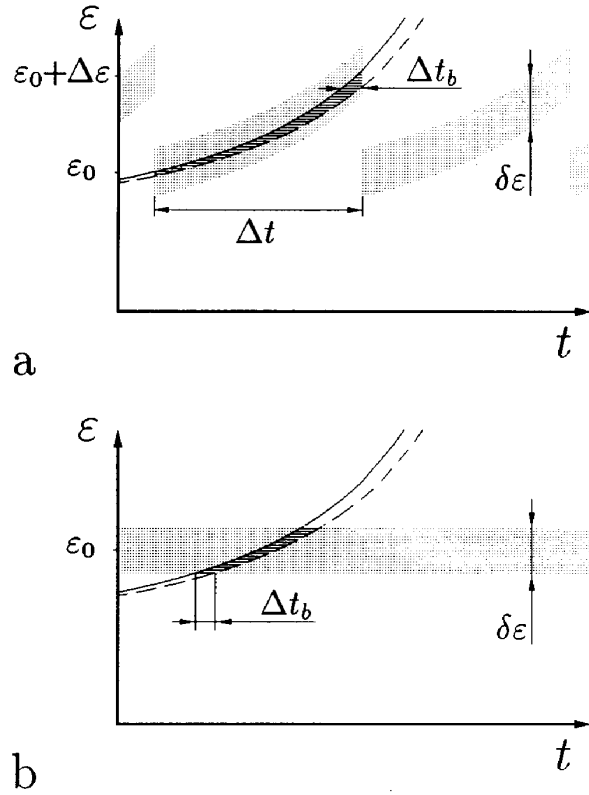


Рис. 1: К вычислению пиковой плотности сгустка: оптимальная модуляция (а), модуляция отсутствует (б).

Найдём ограничение на плотность ионного сгустка в момент бунчировки, накладываемое энергетическим разбросом атомов пучка $\delta\varepsilon$. Это удобно сделать из геометрических соображений, построив “портрет” инжектируемого пучка на плоскости (t, ε) (Рис. 1; зависимости $\varepsilon(t)$ показаны точками, чтобы отразить конечность $\delta\varepsilon$). Сплошные линии на Рис. 1 показывают, какую энергию должна иметь частица, испущенная в момент времени t , чтобы оказаться в точке бунчировки в момент времени t_b . Штриховыми линиями показаны аналогичные кривые для момента бунчировки $t_b + \Delta t_b$. Все частицы, заключённые между этими двумя кривыми (заштрихованные области на Рис. 1), побывают в точке бунчировки в течение времени Δt_b . В случае оптимальной модуляции (Рис. 1a) их количество есть $\Delta\varepsilon \Delta t_b W$, где W — число частиц с энергией в заданном единичном интервале, испускаемых в единицу времени. Без модуляции по энергии в точке бунчировки побывает $N \delta\varepsilon \Delta t_b W$ частиц за то же время (Рис. 1b), где величина N имеет смысл числа баунс-колебаний, совершаемых частицей до потери определённой доли энергии (считаем $N \sim \tau_\varepsilon/T \sim 500$, см. раздел 2.4). Таким образом, в момент бунчировки плотность быстрых ионов будет превышать фоновую плотность в той же точке (при отсутствии модуляции) в

$$M_{opt} = 1 + \frac{\Delta\varepsilon}{N \delta\varepsilon} \quad (4)$$

раз. Это ограничение не зависит от частоты модуляции, поскольку, хотя длительность пика плотности линейно растёт с Δt , количество частиц в формирующемся сгустке также пропорционально Δt . Для параметров инжектора из Табл. 2, $M_{opt} \approx 1.4$.

В приведённых выше рассуждениях никак не использовался явный вид зависимости $\varepsilon_{opt}(t)$. Следовательно, при наличии электрических сил, действующих на быстрый ион, ограничение на степень пикировки будет тем же, хотя вид оптимальной зависимости $\varepsilon_{opt}(t)$ несколько изменится.

Интересно также оценить предельную пиковую плотность при гармонической модуляции энергии инжекции:

$$\varepsilon_s(t) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \sin(\alpha(t - t_0)/\tau). \quad (5)$$

Испущенная в момент времени t частица может в нужное время оказаться в точке бунчировки, если

$$|\varepsilon_s(t) - \varepsilon_{opt}(t)| \lesssim \delta\varepsilon. \quad (6)$$

Предположим, что неравенство (6) нарушается при $t = t_s$, причём

$$x = \frac{t - t_0}{\tau} \ll \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0}. \quad (7)$$

Тогда, разлагая (6) в ряд Тейлора вблизи точки $t = t_0$,

$$\varepsilon_0 \left| x \left(\alpha \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0} - 2 \right) - 3x^2 \right| = \delta\varepsilon, \quad (8)$$

находим, что $\Delta t_s = t_s - t_0$ будет максимальным при условии

$$\alpha \approx 2\varepsilon_0/\Delta\varepsilon \quad (9)$$

(что соответствует занулению в (8) линейных по x слагаемых). При правильном выборе частоты модуляции

$$x \sim \sqrt{\delta\varepsilon/\varepsilon}, \quad \Delta t_s \sim \tau\sqrt{\delta\varepsilon/\varepsilon}. \quad (10)$$

Энергия инжекции за это время изменится на величину $\sqrt{\delta\varepsilon\varepsilon_0}$, что соответствует максимально возможному увеличению плотности в

$$M_s \sim 1 + \frac{1}{N} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\delta\varepsilon}} \quad (11)$$

раз (Рис. 2а). Подчеркнём, что полученная оценка справедлива при выполнении условия (7), то есть, когда $\sqrt{\delta\varepsilon\varepsilon_0} \ll \Delta\varepsilon$. В противном случае ограничение на пикировку совпадает с (4) (Рис. 2б).

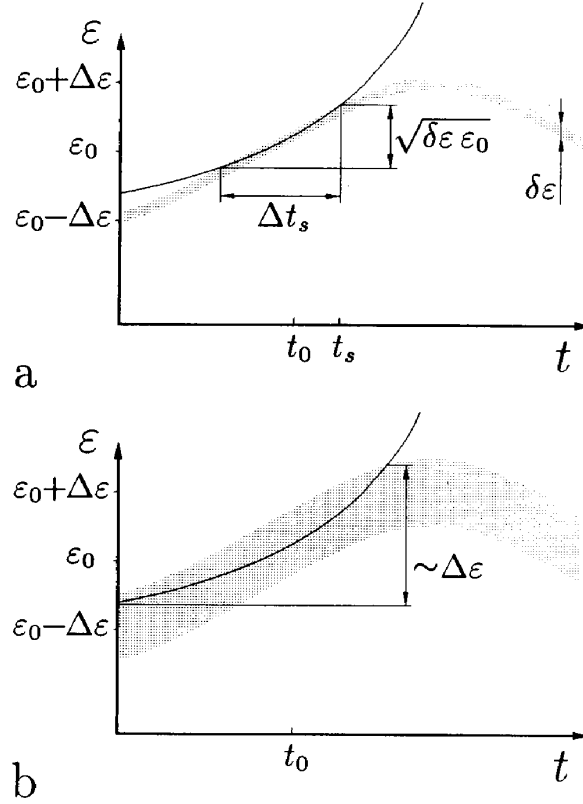


Рис. 2: Гармоническая модуляция с малым (а) и большим (б) энергетическим разбросом.

2.2 Угловой разброс группируемых частиц

Серьёзное ограничение на степень пикировки накладывается угловым разбросом группируемых частиц. Поскольку период T продольных колебаний быстрых ионов

в открытой ловушке (баунс-колебаний) зависит от питч-угла θ , угловой разброс $\Delta\theta$ (начальный или приобретённый) эквивалентен разбросу по средней скорости продольного движения

$$\delta v_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{T} \left| \frac{\partial T}{\partial \theta} \right| \Delta\theta$$

или энергетическому разбросу

$$\delta\varepsilon_{\theta} = \frac{2\varepsilon_0}{T} \left| \frac{\partial T}{\partial \theta} \right| \Delta\theta. \quad (12)$$

Если не принимать специальных мер, то $\partial T/\partial\theta \sim T$, и “фиктивный” энергетический разброс (12) оказывается много больше собственного энергетического разброса инжектора $\delta\varepsilon$. Так, для параметров из Табл. 2, $\delta\varepsilon_{\theta} \gtrsim 0.02\varepsilon_0$. Следовательно, при оптимальной модуляции (Рис. 1а) угловой разброс ограничивает увеличение плотности быстрых ионов величиной

$$M_{\theta} = 1 + \frac{\Delta\varepsilon}{N\delta\varepsilon_{\theta}} = 1 + \frac{\Delta\varepsilon T}{2\varepsilon N\Delta\theta} \left| \frac{\partial T}{\partial \theta} \right|^{-1} \quad (13)$$

Для рассматриваемого нейтронного источника $M_{\theta} - 1 \lesssim 0.02$. Видно, что без соответствующего подбора профиля магнитного поля (раздел 4) достичь высокой степени пикировки нельзя.

2.3 Ограничение на время пролёта частиц до бунчировки

Хотя полученные выше ограничения на пиковую плотность формально не зависят от τ , нельзя делать время пролёта частиц до бунчировки (а значит, и число частиц в сгустке) произвольно большим. Пик плотности должен оказаться в нужном месте (вблизи точки остановки ионов) и быть не длиннее некоторой величины l_h . В случае нейтронного источника l_h есть протяжённость области повышенного нейтронного выхода.

Для получения оценок аппроксимируем магнитное поле вблизи точки остановки s_0 линейной зависимостью:

$$B(s) \approx B_s(s_0) + \frac{dB}{ds}(s - s_0) \quad (14)$$

(координата s отсчитывается вдоль силовой линии). Быстрый ион (массы M_f и энергии ε_0) удалится от точки остановки на расстояние l_h за время

$$\Delta t_h = \int_{s_0-l_h}^{s_0} \frac{ds}{|v_{\parallel}(s)|} = \sqrt{\frac{M_f B_s}{2\varepsilon_0}} \int_{s_0-l_h}^{s_0} \frac{ds}{\sqrt{B_s - B(s)}},$$

откуда

$$\Delta t_h \approx \frac{2}{v_0} \left(\frac{1}{B_s l_h} \frac{dB}{ds} \right)^{-1/2} \approx \frac{\sqrt{l_h L}}{v_0}. \quad (15)$$

Чтобы образовавшийся сгусток имел длину, меньшую l_h , составляющие его частицы должны прийти в точку остановки с разбросом по времени, меньшим Δt_h . С помощью (2) отсюда находим, что

$$\frac{\Delta t_h}{\tau} \gtrsim \frac{\max(\delta\varepsilon, \delta\varepsilon_\theta)}{\varepsilon_0}, \quad \tau \lesssim \frac{\sqrt{l_h L}}{v_0} \frac{\varepsilon_0}{\max(\delta\varepsilon, \delta\varepsilon_\theta)}. \quad (16)$$

Для параметров из Табл. 2, $\tau \lesssim 100$ мкс (ион успеет совершить не более 10 колебаний до бунчировки). При правильном подборе профиля магнитного поля ($\delta\varepsilon_\theta \rightarrow 0$) можно τ увеличить до 2 мс.

2.4 Отклонение и торможение быстрых ионов вследствие кулоновских столкновений

Будем считать, что плотность быстрых ионов мала по сравнению с плотностью основной плазмы. Тогда времена отклонения τ_d и торможения τ_ε иона с массой M_f , зарядом e и энергией ε есть ([8])

$$\tau_d = \frac{\sqrt{M_f}}{2\pi\sqrt{2} \cdot \lambda e^4} \cdot \frac{\varepsilon^{3/2}}{n_0} \approx 50 \text{ мс}, \quad \tau_\varepsilon = \frac{3M_f}{8\sqrt{2\pi} \cdot \lambda e^4 \sqrt{m}} \cdot \frac{T_e^{3/2}}{n_0} \approx 5 \text{ мс},$$

где λ — кулоновский логарифм, m — масса электрона; численные оценки сделаны для параметров из Табл. 1. Поскольку $\tau_\varepsilon \gg \tau$, торможением ионов при анализе бунчировки, по крайней мере на уровне оценок, можно пренебречь (что и делалось выше). Учёт торможения приводит к некоторой модификации оптимальной зависимости $\varepsilon(t)$, но не изменяет ограничения на пиковую плотность [(4) или (11)]. Рассеянием же пренебречь нельзя, так как приобретаемый быстрыми ионами угловой разброс

$$\Delta\theta \sim \sqrt{\frac{\tau}{\tau_d}} \quad (17)$$

([8], стр.155) может намного превосходить начальный угловой разброс $\Delta\theta_0$ (для $\tau = 100$ мкс имеем $\Delta\theta \sim 0.04$).

2.5 Другие (несущественные) ограничения

2.5.1 Зависимость положения точки остановки от питч-угла

Точка остановки частицы (s_0) определяется из условия

$$B(s_0) = \frac{B_0}{\sin^2 \theta_0},$$

где B_0 и θ_0 — магнитное поле и питч-угол частицы в момент её захвата. Разброс $\Delta\theta$ по питч-углу приведёт к различию точек остановки на величину

$$\Delta s_\theta = \frac{2B_0 \cos \theta}{\sin^3 \theta} \left| \frac{dB}{ds} \right|^{-1} \Delta\theta \sim L \Delta\theta. \quad (18)$$

Этим различием можно пренебречь, если

$$\Delta s_\theta \ll l_h, \quad \Delta\theta \ll l_h/L, \quad (19)$$

что выполняется в рассматриваемых нами установках.

2.5.2 Различие точек захвата

Как видно из Рис. 3, частицы, захваченные в разных точках на одну ту же силовую линию, проходят различные пути до точки остановки. При толщине пучка нейтронов D это различие есть

$$\frac{D(1 - \cos \theta_0)}{\sin \theta_0}.$$

Ион, двигаясь вдоль силовой линии со скоростью $v_{\parallel} = v_0 \cos \theta_0$, пройдёт это расстояние за время

$$\Delta t_c = \frac{D}{v_0} \cdot \frac{(1 - \cos \theta_0)}{\sin \theta_0 \cos \theta_0}. \quad (20)$$

Сравнение с допустимым временным разбросом Δt_h [формула (15)] показывает, что при выписанных параметрах инжектора и ловушки

$$\frac{\Delta t_c}{\Delta t_h} \sim \frac{D}{\sqrt{l_h L}} \sim 0.02, \quad (21)$$

и различием места захвата на силовую линию можно пренебречь.

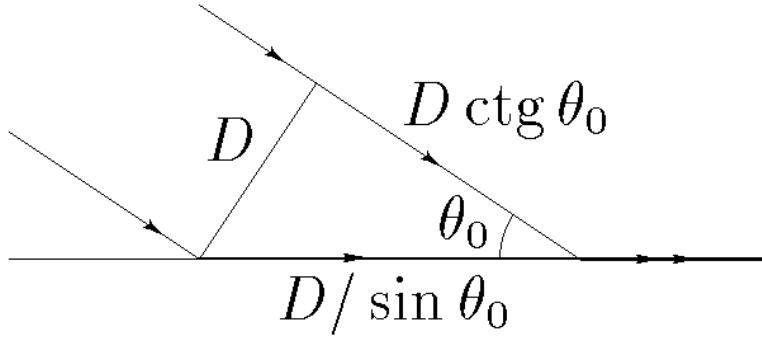


Рис. 3: Пути частиц, захватываемых в разных точках.

3 Бунчировка на различных силовых линиях

В принципе, может получиться так, что на разных силовых линиях бунчировка произойдёт в разное время и в разных местах. Для количественной оценки этого эффекта необходима информация о профиле магнитного поля в ловушке. Здесь же мы не будем конкретизировать вид зависимости $\vec{B}(r, z)$ и ограничимся оценками по порядку

величины, считая ловушку параксиальной, а магнитное поле — одномасштабным ($\partial B/\partial s \sim \partial B/\partial z \sim 1/L$).

Начнём со случая бесконечно малого давления плазмы ($\beta \rightarrow 0$). При фиксированном питч-угле частицы период её баунс-колебаний T есть некоторая функция от радиуса силовой линии в точке захвата (r_0); разложим эту функцию в ряд Тейлора:

$$T(r_0) = T(0) + \frac{dT}{dr_0}r_0 + \frac{d^2T}{dr_0^2}\frac{r_0^2}{2} + \dots \sim T(0) + \frac{Tr_0^2}{L^2}. \quad (22)$$

В (22) первая производная опущена из-за симметрии задачи ($dT/dr_0 = 0$), при оценке второй производной использовалось предположение об отсутствии у задачи других пространственных масштабов, кроме L ; высшими членами разложения можно пренебречь в силу параксиальности. Сравнение (22) и (15) даёт радиус приосевой области, в которой неодновременностью бунчировки можно пренебречь:

$$r_{t,vac}^2 \lesssim \frac{L\sqrt{l_h L}}{N_\tau}, \quad (23)$$

где N_τ — число баунс-колебаний, совершаемых быстрым ионом до бунчировки ($N_\tau \lesssim N$). Аналогично, рассматривая координату точки останова s_0 как функцию r_0 , можно найти условие малости пространственного различия точек бунчировки:

$$r_{s,vac}^2 \lesssim l_h L. \quad (24)$$

Несколько сложнее получаются оценки для конечного β , поскольку в этом слу-

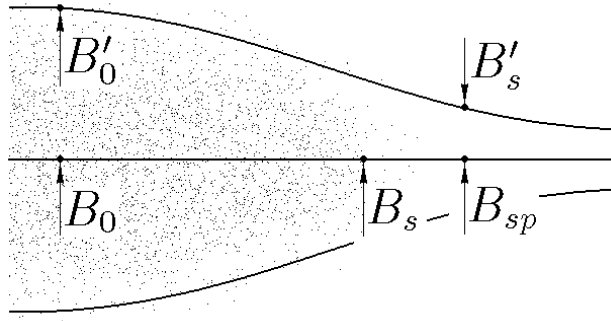


Рис. 4: Силовые линии и значение магнитного поля на них (к вычислению различия точек останова).

чае у задачи появляется второй пространственный масштаб — радиус плазмы R ($\partial B/\partial r \sim \beta/R$). Сравним точки останова частиц, захваченных на осевую и на периферийную силовые линии (величины, относящиеся к последней будем обозначать штрихом). Магнитное поле B'_s в точке останова периферийной частицы равно

$$B'_s = B_s B'_0/B_0, \quad (25)$$

где B_0, B'_0 — поля в точках захвата, связанные соотношением $B'_0 - B_0 \sim \Delta\beta_0 B'_0$. В том сечении ловушки, где останавливаются периферийные частицы, поле на оси равно

$$B_{sp} \sim B'_s (1 - \Delta\beta_s)$$

(Рис. 4). Величины $\Delta\beta_0$ и $\Delta\beta_s$ характеризуют различие между давлением плазмы (в единицах $B_0^2/8\pi$) на оси и на рассматриваемой силовой линии. Так как давление плазмы вблизи точки остановки и в центре ловушки разное, то $\Delta\beta_s \neq \Delta\beta_0$, причём $\Delta\beta_0 - \Delta\beta_s \sim \Delta\beta_0$. Точки, поля в которых различаются на величину

$$B_{sp} - B_s \sim B_s \left(\frac{1 - \Delta\beta}{1 - \Delta\beta_0} - 1 \right) \sim \Delta\beta_0 B_s,$$

находятся на расстоянии порядка

$$\Delta s \sim \Delta\beta_0 B_s \left(\frac{dB}{ds} \right)^{-1} \sim \Delta\beta_0 L$$

друг от друга. Этим различием можно пренебречь, если

$$\Delta\beta_0 L \ll l_h. \quad (26)$$

Поскольку

$$\Delta\beta_0 \sim \beta \frac{r_0^2}{R^2},$$

пространственное различие точек бунчировки пренебрежимо мало, если

$$r_0 < r_{s,\beta} \sim R \sqrt{\frac{l_h}{\beta L}}. \quad (27)$$

Для оценки временной когерентности бунчировки дополнительно предположим, что относительное изменение периода баунс-колебаний пропорционально относительному смещению z -координаты точки остановки:

$$\frac{\Delta T}{T} \sim \alpha \frac{\Delta s}{s} \sim \alpha \Delta\beta_0. \quad (28)$$

Тогда различие моментов пикировки будет малым ($N_\tau \Delta T \ll \Delta t_h$), если

$$\Delta\beta_0 \ll \frac{\Delta t_h}{\alpha T N_\tau} \sim \frac{1}{\alpha N_\tau} \sqrt{\frac{l_h}{L}} \quad \text{или} \quad r_0^2 < r_{t,\beta}^2 \sim \frac{R^2}{\alpha \beta N_\tau} \sqrt{\frac{l_h}{L}}. \quad (29)$$

4 Идеальный профиль магнитного поля

Непосредственной проверкой легко убедиться, что период баунс-колебаний быстрых ионов не зависит от питч-угла в магнитном поле вида

$$B(s) = \frac{B_0}{\cos^2(\pi s/L)}. \quad (30)$$

При этом

$$T = \frac{2L}{v_0}. \quad (31)$$

Для хорошей бунчировки, однако, достаточно, чтобы одинаковые баунс-периоды имели только частицы с питч-углом вблизи θ_0 . Для этого производная dB/ds вблизи точки остановки s_0 должна иметь строго определённое значение, зависящее от профиля поля при $s < s_0$. Это значение легко найти, приравняв баунс-периоды частиц, имеющих точки остановки в поле $B_s = B(s_0)$ и $B_s^+ = B(s_0^+)$ (считаем $s_0^+ > s_0$). От центральной плоскости до точки s_0 частица с меньшим питч-углом долетит быстрее на время

$$\frac{\sqrt{B_s}}{v_0} \int_0^{s_0} \frac{ds}{\sqrt{B_s - B(s)}} - \frac{\sqrt{B_s^+}}{v_0} \int_0^{s_0} \frac{ds}{\sqrt{B_s^+ - B(s)}}. \quad (32)$$

Пролёт от s_0 до s_0^+ займёт время

$$\frac{\sqrt{B_s^+}}{v_0} \int_{s_0}^{s_0^+} \frac{ds}{\sqrt{B_s^+ - B(s)}} \approx \frac{\sqrt{B_s^+}}{v_0} \left(\frac{dB}{ds} \right)^{-1} \frac{\sqrt{s_0^+ - s_0}}{2} \approx \frac{\sqrt{B_s^+(B_s^+ - B_s)}}{2v_0 (dB/ds)^{3/2}}. \quad (33)$$

Приравнивая (32) и (33), находим:

$$\frac{dB}{ds} = \left(\frac{\sqrt{B_s^+(B_s^+ - B_s)}}{2A} \right)^{2/3}, \quad (34)$$

где

$$A = \int_0^{s_0} \left(\frac{\sqrt{B_s}}{\sqrt{B_s - B(s)}} - \frac{\sqrt{B_s^+}}{\sqrt{B_s^+ - B(s)}} \right) ds.$$

5 Интегральное увеличение нейтронного выхода

Для оценки усреднённого нейтронного выхода рассмотрим следующую модельную задачу. Пусть плотность быстрых ионов (n_f) в некоторой точке зависит от времени так, как показано на Рисунке 5.

Поскольку при бунчировке полное число инжектируемых частиц не изменяется, то

$$\delta n = \frac{(M-1) \Delta t_h}{\Delta t - \Delta t_h}.$$

Очевидно, бунчировка не меняет среднего потока нейтронов от реакций быстрых частиц с фоновой плазмой. Количество же нейтронов, испускаемых при столкновениях быстрых ионов с быстрыми, пропорционально n_f^2 . Относительное увеличение этого потока равно

$$M_n = \frac{(\Delta t - \Delta t_h)(1 - \delta n)^2 + \Delta t_h M^2}{\Delta t} - 1 = \frac{\Delta t_h (M-1)^2}{\Delta t - \Delta t_h} \approx \frac{\Delta t_h (M-1)^2}{\Delta t}.$$

Отношение $\Delta t_h (M-1)/\Delta t$ есть ни что иное, как отношение числа частиц, составляющих сгусток, к полному числу частиц, побывавших в точке наблюдения во

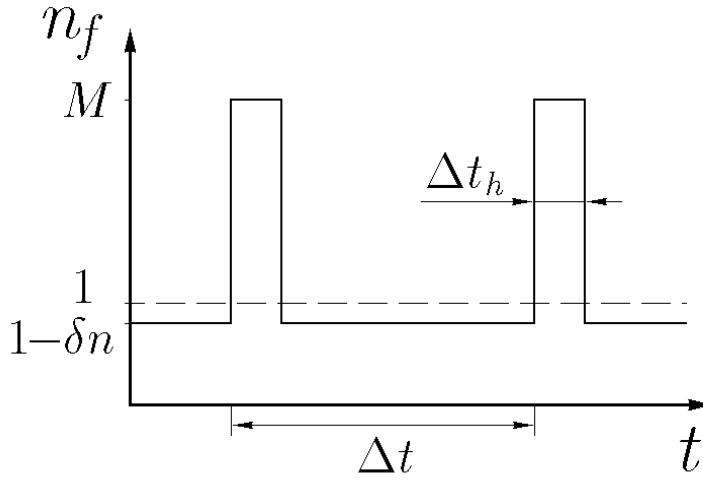


Рис. 5: Модельная зависимость $n_f(t)$. За единицу принята плотность быстрых ионов в отсутствие бунчировки.

временном промежутке между сгустками. Поскольку за время Δt каждый ион побывает в точке остановки $\Delta t/T$ раз, то при оптимальной модуляции

$$M_n \sim \frac{\Delta t}{\tau_\varepsilon \cdot \Delta t/T} (M - 1) \sim \frac{T}{\tau_\varepsilon} (M - 1) \sim \frac{(M - 1)}{N}. \quad (35)$$

Как видно, при медленном торможении быстрых ионов ($N \gg 1$) достичь сколь-нибудь заметного увеличения интегрального нейтронного потока в рамках данного подхода не удаётся.

6 Численное моделирование бунчировки

В качестве иллюстрации, на Рисунках 6 и 7 представлены типичные профили плотности быстрых ионов и нейтронного выхода, вычисленные в различные моменты времени в процессе бунчировки сгустка. Магнитное поле и закон изменения энергии инжекции предполагаются оптимальными [(30) и (3)], период модуляции $\Delta t = 50$ мкс ($\tau = 500$ мкс); остальные параметры пучка, плазмы и поля соответствуют Таблицам 1 и 2. Вычисление нейтронного выхода проводилось по упрощенной модели, которая, в частности, лишь качественно учитывает зависимость скорости D-T реакции от энергии частиц. А именно, предполагалось, что скорость реакции с уменьшением энергии ионов от ε_0 до $\varepsilon_0/2$ падает до нуля по линейному закону. Качественно, учет этой зависимости приводит к некоторому эффективному снижению числа баунс периодов быстрого иона N по сравнению с отношением τ_ε/T . В данном варианте, как видно из Рис. 6, расчётная плотность в максимуме превышает среднюю более чем вдвое, а характерное время образования и последующего рассасывания сгустка вблизи точки остановки составляет $0.5 \div 1$ мкс. Нейтронный выход при этом вырастает почти на порядок (Рис. 7). Столь сильное локальное изменение нейтронного выхода приводит также и к заметному возрастанию полного нейтронного потока, расчётная

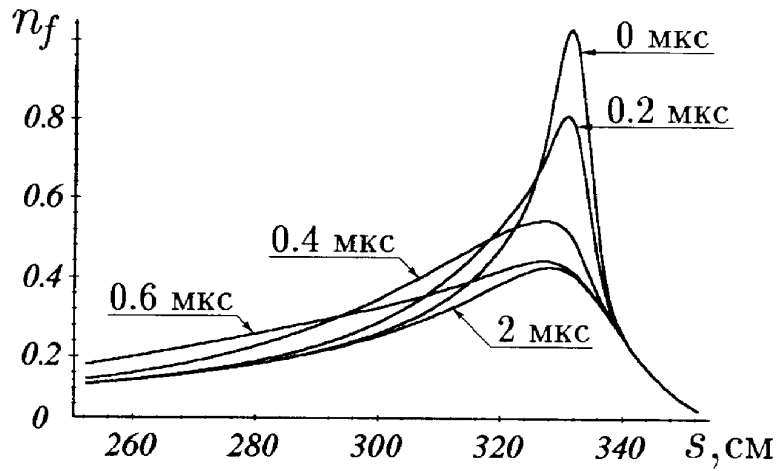


Рис. 6: Распределение плотности быстрых ионов $n_f(s)$ вблизи точки остановки в различные моменты времени. Время отсчитывается от момента наибольшего пика плотности, координата s — от центра ловушки; плотность дана в условных единицах.

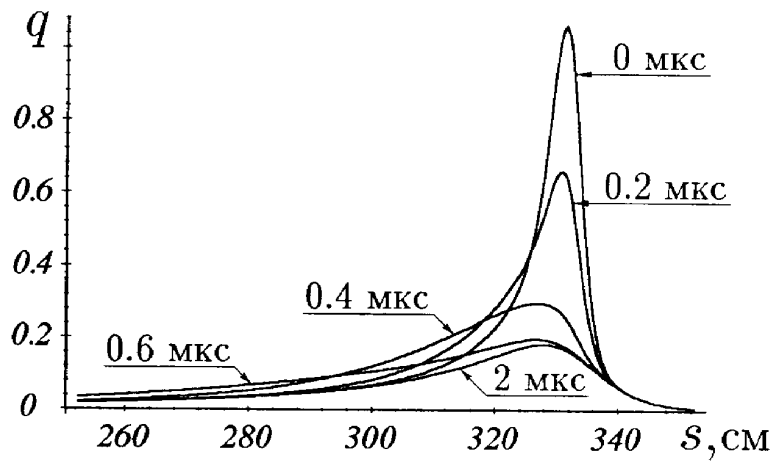


Рис. 7: Распределение плотности нейтронного выхода q в различные моменты времени.

величина которого приведена на Рис. 8. Однако средний нейтронный поток вырастет незначительно, поскольку полная длительность вспышки повышенного нейтронного излучения (около 1 мкс) мала по сравнению с периодом модуляции (десятки – сотни микросекунд).

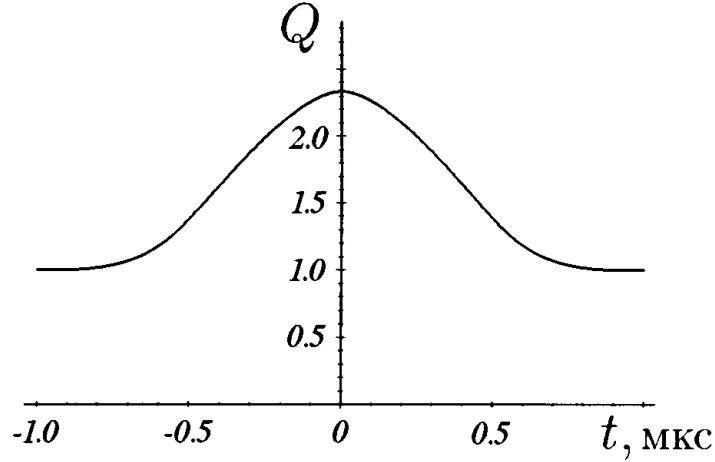


Рис. 8: Полный нейтронный поток Q в зависимости от времени при бунчировке сгустка быстрых ионов.

7 Заключение

Сформулируем основные результаты работы.

При модуляции энергии инжекции по определённому закону [(3) или (5), (9)] быстрые ионы, инжектированные в течение длительного промежутка времени, могут одновременно прийти в некоторую точку открытой ловушки (практически наиболее интересна бунчировка вблизи точки отражения быстрых частиц). Параметры образующегося таким образом сгустка определяются законом модуляции, энергетическим и угловым разбросом инжектора, рассеянием быстрых ионов на фоновой плазме и рядом других факторов.

Наиболее фундаментальное ограничение на плотность сгустка (4) накладывается собственным энергетическим разбросом атомов инжектируемого пучка. Для параметров нейтронного источника на основе ГДЛ (Табл. 1, 2) это ограничение не является очень жёстким и допускает пиковое увеличение плотности в несколько раз.

Более серьёзное ограничение (13) появляется из-за углового разброса группируемых частиц (начального или приобретённого). Однако влияние этого эффекта может быть существенно уменьшено специальным выбором профиля магнитного поля [(30) или (34)], при котором частицы с различными питч-углами имеют одинаковые баунс-периоды.

Число частиц в формирующемся сгустке пропорционально периоду модуляции Δt . Вместе с тем, увеличение Δt больше некоторого предела [определяемого (16)] не име-

ет смысла, поскольку приводит к чрезмерному уширению сгустка.

Для практического применения эффекта бунчировки важно, чтобы бунчировка на различных силовых линиях происходила одновременно и в одном и том же сечении ловушки. Критерий “одинаковости” поведения частиц на разных силовых линиях даётся формулами (23), (24), (27), и (29).

При помощи баллистической бунчировки можно достичь значительного (почти на порядок) пикового увеличения нейтронного выхода в нейтронном источнике на основе открытой ловушки. На средний же нейтронный поток бунчировка почти не оказывает влияния из-за кратковременности нейтронных вспышек.

8 Благодарности

Авторы выражают свою искреннюю признательность Д. Д. Рютову за постановку задачи и поддержку данной работы, а также В. И. Давыденко за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-19297а) и МНТП РФ в рамках НИОКР по РНТП “УТС и плазменные процессы”.

Литература

- [1] **В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов** *Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы.* — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 11, с. 678–682.
- [2] **I. A. Kotelnikov, V. V. Mirnov, V. P. Nagornyi, D. D. Ryutov** *New results of gas-dynamic trap research.* — In: Plasma Physics and Controlled Fusion Research 1984, v. 2, p. 309–319, IAEA, Vienna, 1985.
- [3] **A. A. Ivanov, I. A. Kotelnikov, et al.** *A plasma-type neutron source for fusion materials irradiation testing.* — In: Proceedings of the 17th Symposium on Fusion Technology, 1992, Rome, Italy, v. 2, p. 1394–1398.
- [4] **A. A. Ivanov, E. P. Kruglyakov, Yu. A. Tsidulko, V. G. Krasnoperov, and V. V. Korshakov** *Conceptual Design Studies of GDT-based Neutron Source.* — In: Proceedings of Symposium on Fusion Energy, 1995, Urbana, USA (to be published).
- [5] **Д. Д. Рютов** 1995 (частное сообщение).
- [6] **D. Farina, R. Pozzoli, and D. D. Ryutov** *Resonance phenomena accompanying the injection of a periodically pulsed neutral beam into a tokamak.* — Plasma Phys. Control. Fusion, 1993, v. 35, № 9, p. 1243–1260.
- [7] **V. I. Davydenko, A. A. Ivanov, et al.** *Radial electric field measurement in a tokamak by the injection of a pulsed neutral beam.* — Plasma Phys. Control. Fusion, 1994, v. 36, № 11, p. 1805–1817.
- [8] **Б. А. Трубников** *Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме.* — В сб. Вопросы теории плазмы (Под ред. М. А. Леонтовича). М., Госатомиздат, 1963, вып. 1, с. 98–182.

А.А. Иванов, К.В. Лотов

**Баллистическая бунчировка
быстрых ионов в открытой ловушке**

ИЯФ 96-33

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 3.06.1996 г.

Сдано в набор 7.06.1996 г.

Подписано в печать 10.06.1996 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.5 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 41

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.