

РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ПОТОКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ЗЕРКАЛЬНО ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОЛОСТИ

THE CALCULATION OF THE FLOW DYNAMICS OF RELATIVISTIC PARTICLES IN SPECULARLY REFLECTIVE CAVITY

В. Е. Аблесимов, А. Г. Малькин, О. Ю. Паушарина

V. E. Ablesimov, A. G. Malkin, O. Yu. Pasharina

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics

В экспериментах по моделированию эффекта удержания быстрых электронов в конфигурации магнитной каверны на установке МКВ-4 ставится задача измерения спектра и интегрального флюенса покидающих каверну электронов, а также задача измерения зависимости плотности потока электронов от времени как внутри каверны, так и покидающих ее.

Целью работы, результаты которой приведены ниже, является исследование на простой модели с помощью программы Монте-Карло особенностей динамики потоков релятивистских частиц (электронов) в полости (каверне), их выхода из полости, влияние захвата на поглотителях, размещенных в полости. Исследовано влияние на указанные процессы углового распределения электронов, выходящих из источника, рассмотрена динамика процессов на детекторах, размещенных внутри и вне полости.

In the experiments simulating the effect of fast electrons retaining in the configuration of a magnetic cavity at the MKV-4 facility the problem of measuring the spectrum and the integral fluence of electrons leaving the cavity, as well as the problem of measuring the dependence of the electron flux density on time both inside the cavity and of the electrons leaving the cavity, is posed.

The aim of the work is to study the features of the dynamics of the relativistic particles (electrons) flows in the cavity, their exit from the cavity, the influence of their capture on the absorbers placed in the cavity using a simple model with the help of the Monte Carlo program. The effect of the angular distribution of electrons leaving the source on the specified processes is investigated, the dynamics of the processes on the detectors placed inside and outside the cavity is considered.

Введение

Задача об удержании релятивистских электронов в магнитоплазменной ловушке возникает при исследовании радиационных поясов Земли, инъекции электронных сгустков в ионосферу и магнитосферу и некоторых других областях [1–4].

Постановка задачи, рассматриваемой в докладе, связана с экспериментами по удержанию электронов в магнитоплазменной ловушке на стенде МКВ-4 лазерной установки «ИСКРА-5». Редакция этих экспериментов подробно рассмотрена в докладе на 11-х Забабахинских чтениях в 2012 г. [5].

В экспериментах по моделированию эффекта удержания быстрых электронов в конфигурации

магнитной каверны на установке МКВ-4 ставится задача измерения спектра и интегрального флюенса покидающих каверну электронов, а также задача измерения зависимости плотности потока электронов от времени как внутри каверны, так и покидающих ее.

Характерная длительность потока электронов оценивается значением 100 нс, оценка абсолютной величины плотности потока $\sim 10^{18}$ электрон/см² с.

Регистрация распределения во времени покидающих каверну электронов может быть проведена с помощью малогабаритных сцинтилляционных детекторов.

Первые измерения были проведены в 2016 году. В качестве детекторов использованы несколько модифицированные детекторы СДИЗ0 на базе фотоэлемента СДФ14 с характеристиками, приве-

денными в табл. 1. На торце фотоэлемента размещается пластмассовый сцинтиллятор (ПС).

Чувствительность детекторов такого типа с пластмассовым сцинтиллятором толщиной 1–5 мм составляет, как правило, 10^{-17} – 10^{-19} А·см² /квант Со⁶⁰.

Таблица 1

Характеристики фотоэлемента СДФ14

	СДФ14
Область спектральной чувствительности, нм	350–600
Световая чувствительность фотокатода, мкА/лм	15
Длительность импульсной характеристики на полувысоте, пс	100
Предел линейности световой характеристики, А	2,5
Напряжение питания, кВ	1,5
Размер фотокатода, мм	диаметр 12
Габаритные размеры:	
диаметр, мм	30
высота, мм	27

Детекторы устанавливались в горловине полости.

Содержание работы

Целью работы, результаты которой приведены ниже, является исследование на простой модели с помощью программы Монте-Карло [6] особенностей динамики потоков релятивистских частиц (электронов) в полости (каверне), их выхода из полости, влияние захвата на поглотителях, размещенных в полости. Исследовано влияние на указанные процессы углового распределения электронов, выходящих из источника, рассмотрена динамика процессов на детекторах, размещенных внутри и вне полости.

Используется расчетная модель, предполагающая движение частиц в полости как возвратно-поступательное движение частицы по прямой линии (от отражения до отражения) внутри объема полости с внутренней зеркальной поверхностью.

Рассматривался диапазон энергий электронов от 50 до 100 кэВ, соответствующая скорость $\sim 0,5$ от скорости света (c). Динамика процессов рассматривалась на временном интервале от 0 до $T_{\text{макс}} = 400$ нс, где состояние каверны можно считать стационарным.

Изменение локальных потоков электронов в целом в процессе возникновения и деградации каверны не исследовалось.

Результаты работы могут быть использованы при интерпретации временной зависимости результатов измерений, получаемых в двухимпульсных экспериментах на установке МКВ-4.

Общие замечания

Задача постановки измерений в рассматриваемом случае является разновидностью задачи об измерениях флюенса и потока частиц неколлимированного излучения. Обычно под результатом таких измерений понимают оценку относительно вклада в сигнал детектора частиц, прямо прошедших к детектору без взаимодействия с окружающей средой, и вклада рассеянного (фонового) излучения, причем с возможной трансформацией его вида (например, нейтроны в гамма-излучение в процессах захвата и неупругого рассеяния).

Обычно вероятность прихода многократно рассеянного фонового излучения на детектор пренебрежимо мала, оно быстро поглощается в окружающем пространстве. В рассматриваемом случае зеркального отражения особенностью задачи является то, что основная часть излучения источника (не попавшая в детектор непосредственно после генерации) продолжает свое движение, отражаясь от стенок полости. В процессе этого движения частицы сохраняют возможность попадания в детектор после ряда отражений, но уже под другим углом. Некоторая часть частиц поглощается в материалах конструкций, размещенных внутри полости, часть вылетает из полости.

Для принятой в наших расчетах геометрии, отражающей реальные условия измерений, вылет через горловины полости составляет 25–30 %, поглощаются 30–35 %. Большая часть частиц, генерируемых источником (~ 40 %), продолжает находиться внутри полости, и их дальнейшая судьба связана с процессами деградации каверны в реальном эксперименте.

Таким образом, в нашем случае реализуются нетривиальные условия измерений – неколлимированный поток излучения (частиц), растянутый по времени прихода на детектор за счет многократных отражений внутри полости.

Для дифференциальных по времени (time resolution) детекторов (сцинтилляционные и др.) геометрию полости, определяющую процесс распро-

странения излучения от источника к детектору, можно считать стационарной. Из расчетов следует (см. ниже), что интервал прихода частиц на детектор $\sim 150\text{--}200$ наносекунд. В эксперименте время существования магнитной каверны от момента генерации излучения до начала ее схлопывания (трансформации) оценивается значением около 1 мкс. Проведенные расчеты позволяют проиллюстрировать особенности исследуемых явлений на промежутке времени, где состояние магнитной каверны можно считать стационарным.

Для интегральных детекторов картина существенно усложняется непредсказуемым поведением остающихся в полости частиц при деградации магнитной каверны, в частности изменении ее размеров.

Геометрия расчетов, характеристики источника частиц

Геометрия расчетов представляет собой сферу радиусом 15 см, на внутренней поверхности которой задано зеркальное отражение. Слева и справа сфера переходит в постепенно сужающуюся горловину с конечным радиусом 2 см. Рассчитывался выход частиц наружу через горловину. Геометрия расчетов близко воспроизводит размещение сцинтилляционных детекторов в экспериментах на установке МКВ-4.

На рис. 1, б синим обозначены поглотители диаметром 3 см (площадь поглощающей поверхности 28 см^2), размещенные на расстоянии 7,5 см от оси, красным – поглотители диаметром 2 см (площадь $12,5\text{ см}^2$), размещенные внутри полости на расстоянии 13 см от оси.

Точечный источник частиц О располагался в точке $(5,0,1)$ – смещен на 1 см в сторону от центра сферы и на 5 см вверх от оси (рис. 2). Направление вылета частиц из источника разыгрывалось в двух вариантах - равномерно в телесном угле с раствором 30 и 90 градусов вокруг вектора $(-1,0,0)$, т. е. частицы источника испускались в нижнее полупространство (что соответствует условиям вылета электронов из плоской мишени в эксперименте) равномерно по углу 90 градусов или в виде «факела» с угловым раствором 30 градусов.

Расчеты проводились с линейно спадающим распределением скорости частиц на интервале от $1,24 \cdot 10^8$ м/с до $1,64 \cdot 10^8$ м/с (энергия электронов от 50 кэВ до 100 кэВ соответственно).

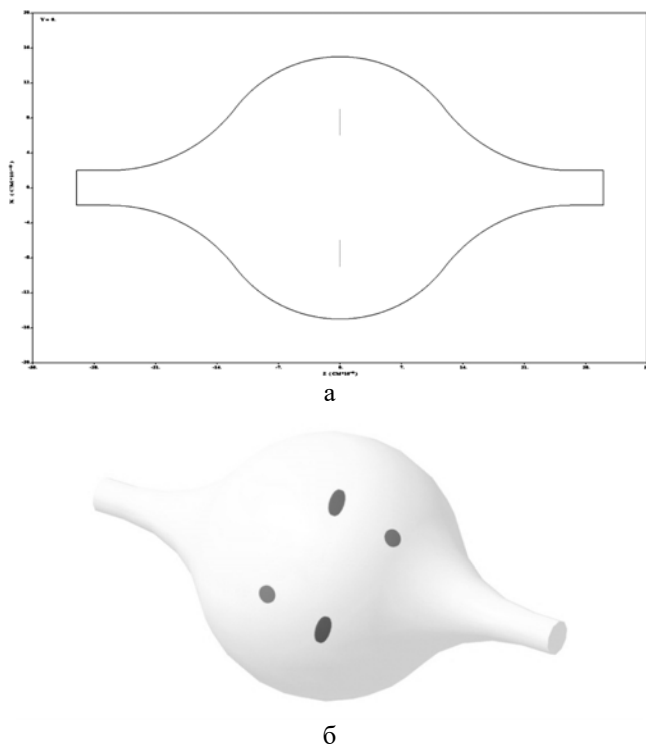


Рис. 1. Геометрия полости с горловинами

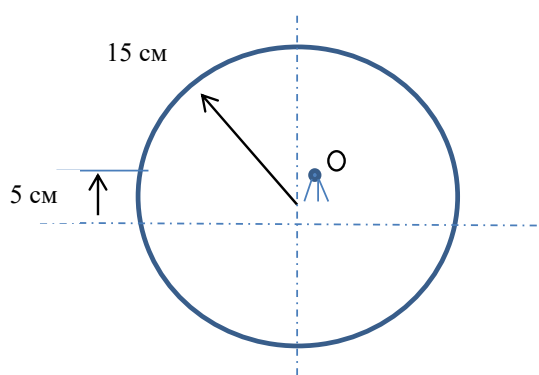


Рис. 2. Размещение источника генерируемых частиц

Результаты расчетов выхода частиц из горловины

Результаты расчетов для полости с источником-факелом

В расчетах сравнивался вылет частиц из пустой полости и полости с поглотителями. Для оценки влияния поглотителей на выход частиц в полости размещались (рис. 1) на расстоянии 7,5 см от центра два поглотителя (ч.п.) диаметром 3 см (площадь поглощающей поверхности 28 см^2), и два поглотителя диаметром 2 см (площадь $12,5\text{ см}^2$), которые размещались на расстоянии 13 см от центра.

Зависимость выхода частиц от времени (рис. 4) имеет дискретный (пакетный) характер и растягивается на интервал, существенно больший длительности источника. Интервал между пакетами (скважность) определяется геометрией (размерами) сферы, выходного отверстия и расположением источника. Длительность пакета определяется конечной длительностью источника. Интегральная величина вылета частиц определяется суммой частиц по всем пакетам.

Для принятой в расчете геометрии выход влево и вправо асимметричен и по интегралу и по временной зависимости. Но и характер зависимости и доля вылетающих частиц близки. Начало выхода задержано относительно момента генерации частиц. На рис. 3 приведена зависимость от времени числа частиц, вылетающих влево из полости.

Значение выхода частиц Y (число перелетов), вылетающих влево из пустой полости, за интервал 400 нс от момента их генерации (вылет из источника нормирован на 1) составляет $2,25 \cdot 10^{-1}$, флюенс частиц на выходе из горловины равен $1,79 \cdot 10^{-2}$ 1/см². Значение выхода частиц Y , вылетающих вправо из полости, за интервал 400 нс составляет $2,22 \cdot 10^{-1}$.

Подавляющая часть покидающих полость частиц выходит из полости в первые 200–250 наносекунд.

Заметим, что характерное время существования магнитной каверны с максимальным радиусом около 1 мкс.

Значение выхода частиц Y , вылетающих влево из полости с поглотителями, за интервал 400 нс от

момента их генерации (вылет из источника нормирован на 1) составляет $1,41 \cdot 10^{-1}$, флюенс частиц (число перелетов) на выходе из горловины равен $1,12 \cdot 10^{-2}$ 1/см².

Наличие в полости поглотителей снижает интегральный вылет частиц примерно в 1,6 раза. Время выхода частиц из полости также несколько уменьшается. Покидающие полость частицы практически все выходят из полости за ≈ 200 наносекунд.

Вылет Y определяется геометрией задачи (размеры полости, отверстия для вылета, место расположения источника). От источника-«факела» первые частицы достигают выхода с некоторой задержкой после нескольких отражений. Выход частиц в случае источника-«факела» начинается примерно на 9-й наносекунде от момента генерации излучения.

Результаты расчетов для сферической полости с источником-полуплоскостью

Расчеты вылета частиц из полости

На рис. 4 приведена временная зависимость выхода частиц влево для источника-полуплоскости. Как и для источника-«факела» выход влево и вправо асимметричен и по интегралу и по временной зависимости. Но и характер зависимости и доля вылетающих частиц близки.

Интегральное число перелетов на выходе из горловины влево $Y_L = 1,47 \cdot 10^{-1}$, флюенс вылетающих частиц $1,17 \cdot 10^{-2}$ 1/см². Зависимость выхода вправо имеет аналогичный характер – отличия

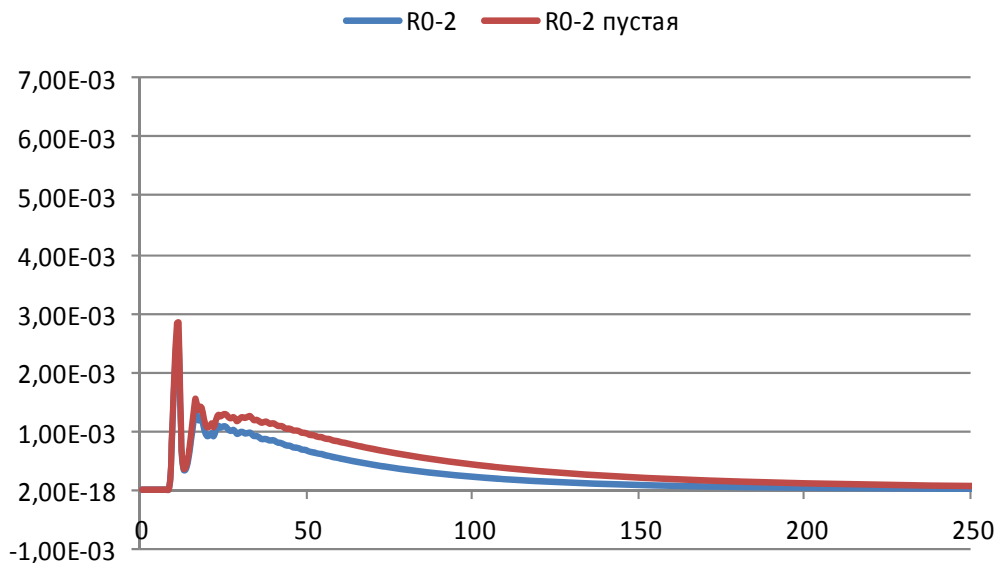


Рис. 3. Временные зависимости вылета частиц из полости с поглотителями (R0-2) и пустой полости

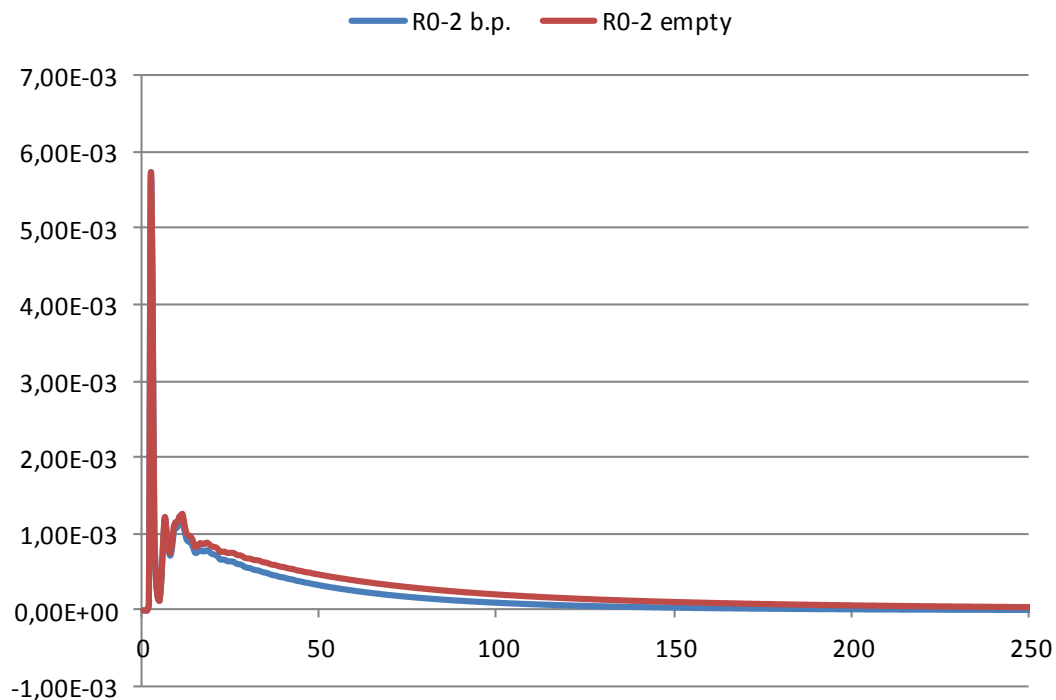


Рис. 4. Временные зависимости вылета частиц из полости с поглотителями (R0-2 b.p.) и пустой полости

в деталях. Основная часть покидающих камеру частиц выходит из полости в первые 200–250 наносекунд. По интегральной величине выхода различие практически несущественно — выход вправо $Y_R = 1,49 \cdot 10^{-1}$.

Начало выхода практически совпадает с моментом генерации частиц — точнее задержано на интервал времени пролета частицы расстояния (около 15 см) от источника до выходного отверстия.

Значение выхода частиц Y , вылетающих влево из полости с поглотителями, за интервал 400 нс от момента их генерации (вылет из источника нормирован на 1) составляет $0,97 \cdot 10^{-1}$, флюенс частиц (число перелетов) на выходе из горловины равен $0,78 \cdot 10^{-2} \text{ 1/см}^2$.

Наличие в полости поглотителей снижает интегральный вылет частиц примерно в 1,5 раза. Время выхода частиц из полости также несколько уменьшается.

Покидающие полость частицы практически все выходят из полости в первые 150 наносекунд. Можно, как и выше, отметить пакетную структуру зависимости, связанную с многократным отражением частиц от стенок полости.

Вылет Y определяется геометрией задачи (размеры полости, отверстия для вылета, место расположения источника).

Итоговые результаты потока и флюенса частиц, вылетающих из горловины, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Зависимость вылета частиц из полости от углового распределения источника

Геометрия расчета	Вылет влево	
	интеграл	флюенс $1/\text{см}^2$
факел 30 пустая	$2,25 \cdot 10^{-1}$	$1,79 \cdot 10^{-2}$
факел 30 с погл.	$1,41 \cdot 10^{-1}$	$1,12 \cdot 10^{-2}$
полуплоскость 90 пустая	$1,47 \cdot 10^{-1}$	$1,17 \cdot 10^{-2}$
полуплоскость 90 с погл.	$0,97 \cdot 10^{-1}$	$0,78 \cdot 10^{-2}$

С различием в угловых распределениях источника связана неопределенность в конечном результате определения флюенса через горловину полости с поглощением $\sim 1,5$.

Временная зависимость потоков для разных угловых распределений генерируемых частиц существенно отличается.

Угловое распределение частиц, вылетающих из горловины полости

Характеристики углового распределения

На выходе из горловины, где устанавливались в эксперименте детекторы, поток выходящего излучения не является мононаправленным вдоль оси. В то же время градуировка детекторов прово-

дится, как правило, в потоке излучения (частиц), очень близком к мононаправленному. Обычно направление потока частиц при градуировке совпадает с нормалью к плоскости детектора. Таким образом, условия измерений в этой части заметно отличаются от условий градуировки.

Угловое распределение потока частиц на входе в детектор связано с процессом многократного отражения частиц от внутренней поверхности полости.

Результаты расчетов углового распределения числа перелетов частиц через выходной торец горловины полости для источника-«факела» приведены на рис. 5 и в табл. 3.

Результаты расчетов углового распределения числа перелетов частиц через выходной торец горловины полости для источника-полуплоскости приведены на рис. 6 и в табл. 4.

Угловое распределение заметно отличается от мононаправленного и существенно зависит от вида (характера) углового распределения частиц, выходящих из источника. Для источника «факел» доля частиц, пересекающих выходную плоскость под малыми углами к нормали существенно меньше, чем для источника-полуплоскости (для мононаправленного источника эта доля равна единице).

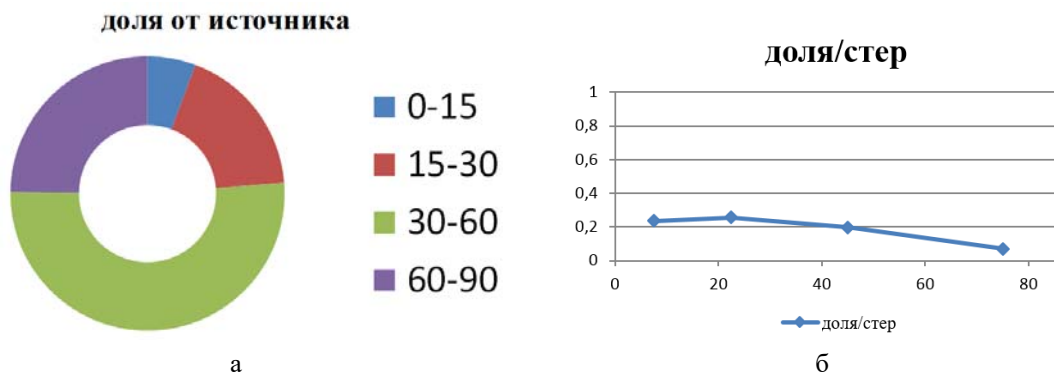


Рис. 5. Угловое распределение выходящих через горловину частиц для источника-«факела», доля в указанном угловом интервале (а), нормированное на телесный угол (б)

Таблица 3

Число перелетов в интервале углов от нормали (факел)

Градусы от нормали	0–15	15–30	30–60	60–90	Сумма
Доля от источника	$8,03E \cdot 10^{-3}$	$2,55 \cdot 10^{-2}$	$7,27 \cdot 10^{-2}$	$3,51 \cdot 10^{-2}$	$1,41 \cdot 10^{-1}$

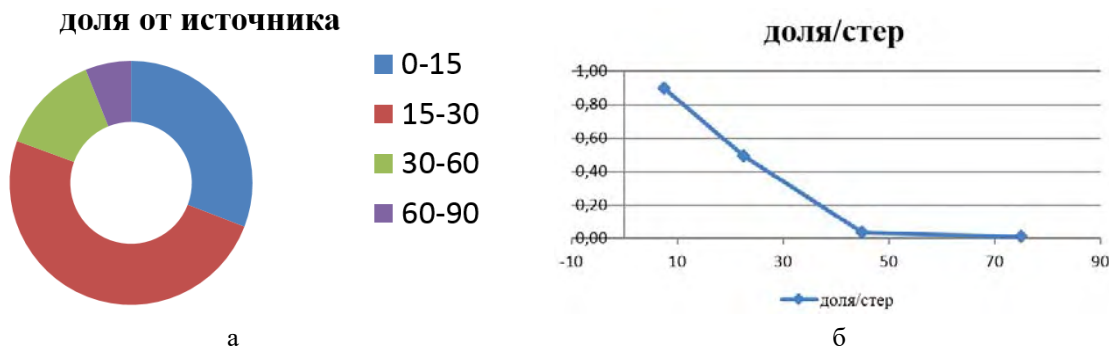


Рис. 6. Угловое распределение выходящих через горловину частиц для источника-полуплоскости, доля в указанном угловом интервале (а), нормированное на телесный угол (б)

Таблица 4

Число перелетов в интервале углов от нормали (полуплоскость)

Градусы от нормали	0–15	15–30	30–60	60–90	Сумма
Доля от источника	$3,07 \cdot 10^{-2}$	$4,94 \cdot 10^{-2}$	$1,33 \cdot 10^{-2}$	$6,05 \cdot 10^{-3}$	$9,94 \cdot 10^{-2}$

Влияние на чувствительность детектора

Результаты расчета поглощенной в пластмассовом сцинтилляторе (ПС) энергии частиц (чувствительности детектора) от источников с различным угловым распределением вылетающих частиц приведены в табл. 5.

Таблица 5

Поглощенная энергия $E_{\text{погл}}$ (eV) в ПС от вида углового распределения частиц, пересекающих входную плоскость детектора

Угловое распределение	$E_{\text{погл}}$ (eV)		
	спектр спадающий 50–100 кэВ		
ПС	моно	факел	п/плоск
	$5,31 \cdot 10^{-3}$	$2,54 \cdot 10^{-3}$	$4,13 \cdot 10^{-3}$

Отношение $E_{\text{погл}}$ к случаю мононаправленного потока излучения составляет 0,78 (п/плоск) и 0,48 (факел), таким образом результат, полученный в предположении идентичности условий градуировки (моно) и эксперимента, может варьировать в пределах фактора 2. Заметим сразу же, что влияние углового распределения источника на флюенс вылетающих частиц и на поглощенную в сцинтилляторе энергию частиц разнонаправлено и частично компенсируется.

Из изложенного выше следует заметная зависимость результата измерений от углового распределения частиц, выходящих из источника, и связанного с этим вида углового распределения частиц на входе детектора. Это обстоятельство требует уточнения наших представлений о процессах генерации частиц в мишени в части, касающейся распределения по углу вылета из мишени генерируемого излучения.

Идеальный детектор для регистрации излучения в таких условиях должен был бы обладать независимой от угла падения излучения чувствительностью (чувствительность изотропна по углу падения излучения). Для немонотонического источника желательно при этом, чтобы чувствительность детектора не зависела от энергии падающих частиц (постоянна по энергии).

Экспериментальные результаты, сравнение с расчетом

Приведем для сравнения с результатами расчетов экспериментальную осциллограмму временной зависимости потока покидающих каверну электронов (рис. 7) в одном из опытов на установке МКВ-4. Детектор установлен в устье каверны, на удалении 30 см по оси от центра и максимально близко к оси – 1,5–2 см.

Характеристики импульса – длительность по основанию 72 нс, полуширина 32 нс.

Флюенс электронов с энергией более 60 кэВ на детекторе в предположении мононаправленного по оси потока излучения оценен величиной $2,6 \cdot 10^{11}$ электрон/см², плотность потока электронов $\sim 8 \cdot 10^{18}$ электрон/см² с.

Исходя из изложенного выше, эту величину следует рассматривать как верхнюю оценку.

На рис. 8 а, б приведены расчеты числа перелетов частиц на расстоянии 30 см от центра (позиция детекторов СД в эксперименте) для полости с горловинами

- источник-факел,
- источник-полуплоскость.

Можно отметить как близкий временной масштаб процесса выхода в эксперименте и расчетах, так и наличие в эксперименте временной структуры переднего фронта выходящего потока частиц.

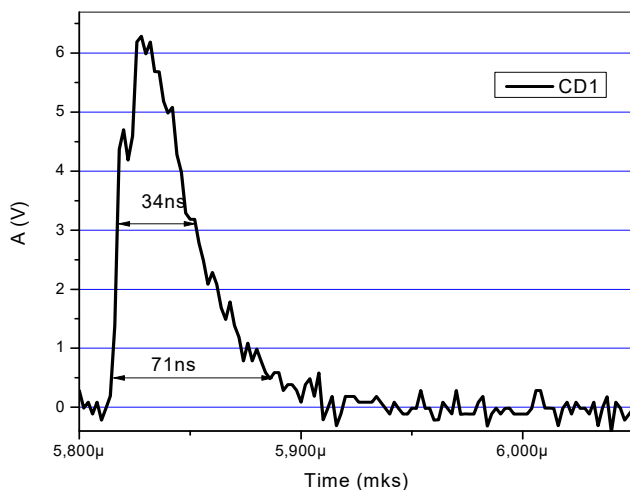


Рис. 7. Временная зависимость сигнала детектора на выходе из горловины (эксперимент)

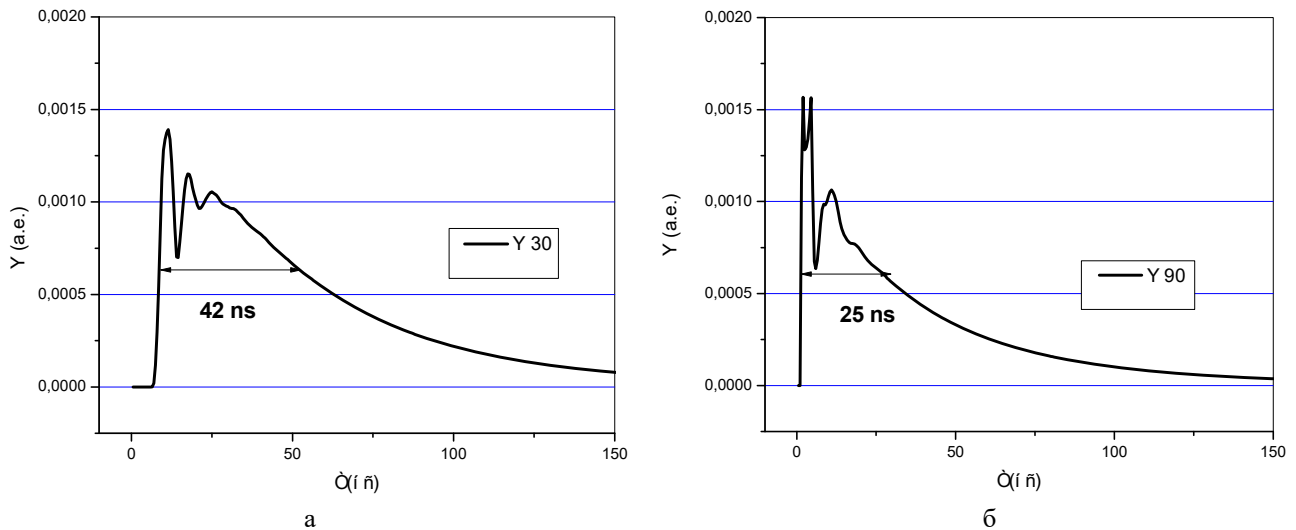


Рис. 8. Временная зависимость сигнала детектора на выходе из горловины (расчет)

Заключение

Задача постановки измерений в рассматриваемом случае зеркально отражающей полости является разновидностью задачи об измерениях флюенса и потока частиц неколлимированного излучения. Особенностью задачи является то, что значительная часть излучения источника (не попавшая в детектор непосредственно после генерации) продолжает свое движение, отражаясь от стенок полости. При этом сохраняется возможность попадания частиц в детектор после ряда отражений, но уже под другим углом.

По результатам проведенных расчетов можно заключить, что сравнительно простая модель расчета динамики потоков релятивистских частиц в зеркально отражающей полости позволяет провести оценку характерных особенностей регистрируемого в эксперименте процесса вылета излучения из полости, позволяет оценить влияние на регистрируемые процессы углового распределения электронов, выходящих из мишени, влияние поглотителей внутри полости.

Расчеты иллюстрируют закономерности исследуемых явлений на промежутке времени, где состояние магнитной каверны можно считать стационарным.

Из расчетов следует, что картина временной зависимости выхода частиц через горловину существенно зависит от углового распределения выходящего из источника излучения. С различием в угловых распределениях источника связана неопределенность $\sim 1,5$ в конечном результате определения флюенса через горловину полости с поглощением.

Наличие в полости поглотителей заметно (вплоть до фактора 1.6) снижает интегральный вылет частиц.

С процессом многократного отражения частиц от внутренней поверхности полости связано формирование углового распределения потока частиц на входе в детектор, размещенный на выходе из горловины (30 см). Расчеты показывают, что угловое распределение падающего на детектор излучения отличается от мононаправленного (характерного для условий градуировки детекторов) и существенно зависит от вида углового распределения частиц, выходящих из источника. При этом результат, полученный в предположении идентичности условий градуировки (мононаправленный поток) и эксперимента, может отличаться в меньшую сторону в пределах фактора 2.

Можно отметить близкий временной масштаб процесса выхода излучения в представленных расчетах и зарегистрированный в эксперименте, а также наличие в эксперименте временной структуры переднего фронта выходящего потока частиц.

Оцененный в эксперименте флюенс электронов с энергией более 60 кэВ на детекторе следует рассматривать как верхнюю оценку.

Результаты работы могут быть использованы при интерпретации измерительной информации, получаемой в двухимпульсных экспериментах на установке МКВ-4, в частности проведенных в 2016 году.

Авторы благодарны Жмайло В. А., Широкову А. Е. за полезные обсуждения результатов, приведенных выше, и за указание на близкие по направленности работы, выполненные ими с соав-

торами ранее, А. И. Краеву за помощь в оформлении иллюстративного материала.

Список литературы

1. Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера. – М.: Атомиздат, 1972.
2. Гранноль Б. Искусственные пучки частиц в космической плазме. – М.: «Мир», 1985.
3. Мишин Е. В., Трухан А. А., Хазанов Г. В. Плазменные эффекты сверхтепловых электронов в ионосфере. – М.: «Наука», 1990.
4. Богуненко Ю. Д., Бессараб А. С., Бондаренко Г. А. и др. // Физика плазмы, 2005, 31. С. 765.
5. Жмайло В. А., Залялов А. Н., Иванов Н. В., Соболев И. В., Стародубцев В. А., Сунгатуллин Р. Р., Широков А. Е. «Удержание высокоэнергичных электронов в магнитоплазменной ловушке». XI Забабахинские научные чтения. Сборник докладов. Россия, Снежинск, 2012.
6. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П., Горбунов А. В. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2011. Вып. 1. С. 17–24.