

Моделирование рассеяния пучка электронов на спонтанных магнитных полях в лазерной плазме

П.В.Конаш, И.Г.Лебо

Обсуждается возможность экспериментального исследования спонтанных магнитных полей в лазерной плазме с помощью пучка быстрых электронов. Создана трехмерная программа расчета кинетики этих электронов в знакопеременных магнитных полях и проведены расчеты для различных параметров плазмы. Показано, что для исследования магнитных полей в плазменном факеле достаточна энергия электронов ~ 100 кэВ, а в сжатой лазерной мишени – 4–8 МэВ. Электроны с такой энергией могут быть получены с помощью дополнительного пикосекундного лазерного импульса, синхронизованного с основным греющим импульсом.

Ключевые слова: магнитные поля в плазме, рассеяние электронов, лазерная плазма.

1. Введение

Впервые спонтанные магнитные поля (СМП) в лазерной искре [1] и при облучении лазером конденсированной мишени [2] наблюдались в конце 1960-х годов. Для их регистрации использовались проволочные зонды, помещенные вблизи плазменного образования. Теоретические исследования, выполненные в 1970-е годы, показали, что внутри плазмы могут генерироваться мегагаусовы поля [3–8]. Основным механизмом генерации таких полей, по крайней мере при умеренных потоках лазерного излучения (т. е. при $q\lambda^2 < 10^{15}$ Вт·см⁻²·мкм², где q – интенсивность лазерного излучения в Вт·см⁻² и λ – длина волны излучения в мкм), является термоЭДС в неоднородной плазме – возникновение неколлинарных градиентов температуры и плотности. При больших интенсивностях излучения лазера возможна генерация сверхсильных магнитных полей и за счет других механизмов (см., напр., [9–10]).

Для моделирования этих процессов в плазме у нас в стране и за рубежом были созданы двумерные программы, позволяющие численно решать уравнения магнитной газовой динамики [11–14]. Численные расчеты подтвердили теоретические оценки и позволили исследовать локализацию полей в плазме, их влияние на динамику и процессы переноса тепла.

Были развиты и экспериментальные методы наблюдения СМП непосредственно в плазме, основанные, главным образом, на известном эффекте Фарадея: при распространении плоскополяризованного лазерного пучка вдоль магнитной силовой линии происходит вращение плоскости поляризации вокруг оси, совпадающей с направлением магнитной силовой линии. С помощью этих методов можно было наблюдать поля в разлетающейся малоплотной лазерной плазме [15–18]. Установлено, что в сжатой лазерной мишени из-за больших градиентов давления и плотности могут генерироваться СМП, на два порядка большие, чем в плазменной короне [19]. К

сожалению, традиционные оптические методы не позволяют «заглянуть» в глубь сжатой мишени. Актуальность исследований СМП велика и связана с тем, что в настоящее время ведутся активные работы по строительству мегаджоульных лазерных систем для инициирования термоядерных «вспышек».

Наряду с прикладными задачами на этих установках планируется провести исследования по моделированию астрофизической плазмы. Известно, что в динамике звезд большую роль играют магнитные поля, поэтому наблюдение таких полей в сжатых лазерных мишенях представляется важным и интересным и в наши дни. В [19–22] об их суждалась возможность наблюдения СМП в сжатых мишенях с помощью двух подходов, основанных на регистрации анизотропии вылета заряженных термоядерных частиц (вторичных протонов и α -частиц) и на рассеянии пучка электронов на СМП в мишени. К сожалению, в 1980-е годы техническая реализация этих идей оказалась слишком сложной.

В связи с исследованиями по схеме отдельного сжатия и быстрого поджига термоядерных реакций [23–27] на крупнейших установках наряду с большим количеством «длинноимпульсных» (10–100 нс) лазерных пучков, предназначенных для сжатия горючего, предусматривается создание коротких (1–10 пс) лазерных импульсов, которые, в принципе, могут использоваться для генерации пучков электронов с большими энергиями. Эти пучки могут быть синхронизованы с основным лазерным импульсом.

В настоящей статье мы не обсуждаем вопрос о механизмах генерации и формирования диагностического пучка электронов. Ниже дана постановка задачи диагностики СМП и кратко описаны методы ее решения, а также приведены результаты численных расчетов, моделирующих рассеяние пучка электронов на СМП в лазерной плазме.

2. Физическая постановка задачи

Очевидно, что предложенную методику наблюдения СМП в сжатой лазерной мишени необходимо развивать на более простых объектах, чем многопучковая лазерная термоядерная установка. Достаточно наличия синхрони-

П.В.Конаш, И.Г.Лебо. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lebo@mirea.ru

зованных по времени наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов. Такие установки уже есть в нашей стране и за рубежом (например, Nd-лазер «ПИКО» [28] в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН).

На рис.1 показана схема предполагаемого эксперимента. Основной греющей импульс наносекундной длительности создает плазменный факел, в котором генерируются СМП. Другой пикосекундный импульс облучает специальную мишень и формирует пучок электронов. Этот пучок распространяется перпендикулярно падающему первому лазерному пучку и рассеивается на СМП. Можно оценить требуемую энергию электронов. Угол рассеяния электронов за счет кулоновских столкновений при прохождении слоя плазмы толщиной R_m есть [29]

$$\langle \phi^2 \rangle = \frac{8\pi L_Q e^4 \langle N R_m \rangle}{E_e^2} = 0.31 \frac{Z (\rho R_m) L_Q}{A E_e^2 [\text{МэВ}]}. \quad (1)$$

Здесь L_Q – кулоновский логарифм; Z , A – заряд и атомная масса иона; E_e – энергия электрона в МэВ; ρ , N – плотность плазмы и концентрация в ней электронов. Из формулы (1) видно, что при типичных параметрах плазмы в современных экспериментах на однопучковых лазерных установках ($\langle \rho R_m \rangle \simeq (3-5) \times 10^{-5}$ г/см³, $L_Q \sim 10$) среднеквадратичный угол рассеяния электронов с энергией $E_e = 0.1$ МэВ составит менее 0.1 рад, в то время как ларморовский радиус R_L такого электрона в магнитном поле величиной 1 МГс будет равен ~ 10.6 мкм (при поперечном размере плазмы ~ 100 мкм). Ниже на основании численных расчетов показано, что углы отклонения быстрых электронов с энергией ~ 100 кэВ в магнитных полях мегагауссовой величины составят ~ 1 рад.

На наш взгляд, обсуждаемый здесь подход к измерению СМП с помощью пучка электронов имеет ряд важных преимуществ по сравнению с традиционным оптическим методом.

Во-первых, в трехмерно-неоднородной плазме, в принципе, возможна генерация не только тороидальных, но и полоидальных полей (рис.2). Полоидальные поля крайне сложно наблюдать с помощью традиционного оптического метода, т. к. пробный луч будет упираться в непрозрачную мишень. В случае использования пучка электронов его отклонение в полоидальном поле будет происходить преимущественно в плоскости, перпендикуляр-

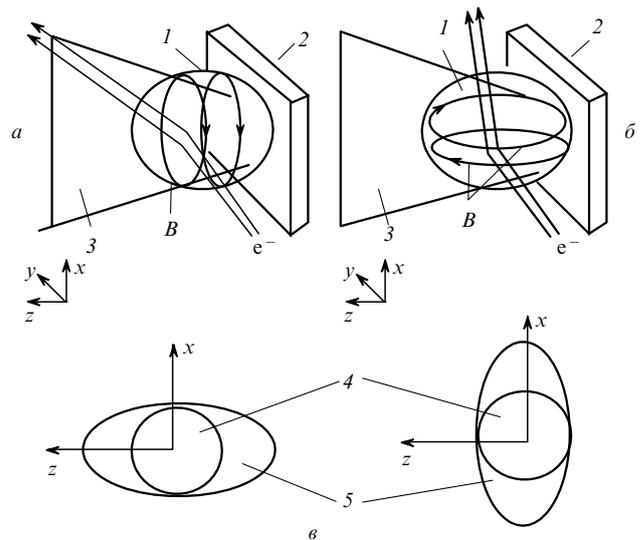


Рис.2. Схемы распространения электронов в плазме в случае тороидальных (а) и полоидальных (б) магнитных полей, а также схема распределения электронов в падающем и выходящем из плазмы пучке электронов (в):

1 – плазменный факел; 2 – мишень; 3 – лазерный импульс; 4 – пучок электронов, влетающий в поле; 5 – пучок, рассеянный полем.

ной той, в которой происходит отклонение пучка в случае тороидальных полей.

Во-вторых, оптический метод не позволяет исследовать поля в области надкритической плазмы. В случае пучка электронов этого ограничения не существует.

Наконец, уже говорилось о том, что предлагаемый метод является перспективным для сжатых лазерных мишеней, где использование оптического метода невозможно. Правда, потребуются пучки релятивистских электронов с энергией 4–10 МэВ [30]. Следует отметить, что длина пробега электрона $l_e \sim E_e^2$, в то время как ларморовский радиус $R_L \sim 1/\sqrt{E_e}$, поэтому, варьируя энергию электронов в пучке, можно подобрать такие параметры, что электроны не будут испытывать существенного рассеяния за счет кулоновских столкновений, но испытают влияние полей, превышающих 10 МГс.

Для моделирования рассеяния частиц на знакопеременных магнитных полях в лазерной плазме была разработана трехмерная программа «АВРОРА» [30]. С ее использованием ранее вычислялась функция анизотропии вылета заряженных термоядерных частиц (протонов и α -частиц) из сжатой мишени [30], а также обсуждалась задача о селективном отборе и выводе из первой камеры термоядерного реактора высокозарядных ионов, долгоживущих изомеров и позитронов с помощью магнитных полей специальной конфигурации [31].

3. Краткое описание программы «АВРОРА»

Используемая система уравнений в декартовых координатах имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} &= \frac{e}{m} (V_y B_z - V_z B_y) - \frac{F_x}{m}, \\ \frac{dV_y}{dt} &= \frac{e}{m} (-V_x B_z + V_z B_x) - \frac{F_y}{m}, \\ \frac{dV_z}{dt} &= \frac{e}{m} (V_x B_y - V_y B_x) - \frac{F_z}{m}. \end{aligned} \quad (2)$$

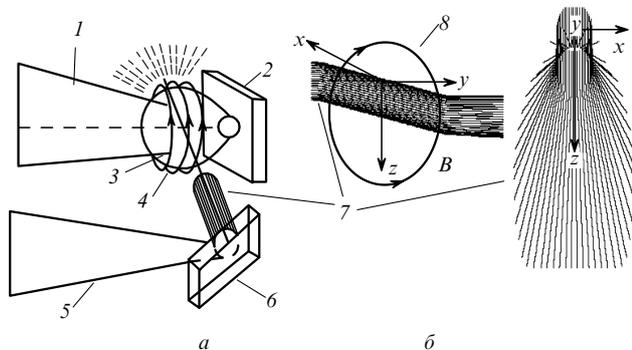


Рис.1. Схема эксперимента по наблюдению СМП в плазменном факеле (а) и траектории электронов при рассеянии на СМП в плазме (б):

1 – лазерный импульс; 2 – мишень; 3 – плазма; 4 – магнитное поле B ; 5 – пикосекундный лазерный импульс; 6 – вспомогательная мишень для формирования пучка электронов; 7 – пучок электронов; 8 – магнитная силовая линия.

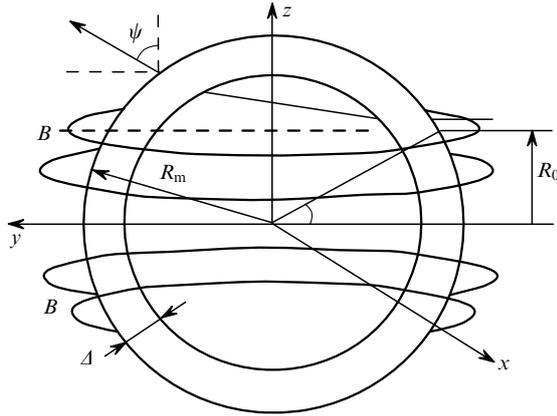


Рис.3. Схематическое изображение области, занимаемой плазмой и магнитными полями, локализованными вблизи ее границы в области Δ. Пучок электронов распространяется вдоль оси y и имеет цилиндрическую форму с радиусом R₀. Угол ψ определяет отклонение движения частицы от первоначального направления.

Здесь $V = (V_x, V_y, V_z)$ – вектор скорости электрона; $B = (B_x, B_y, B_z)$ – вектор магнитной индукции; $F = (F_x, F_y, F_z)$ – сила торможения; e, m – заряд и масса электрона. Далее мы предполагаем, что кулоновскими столкновениями и потерями энергии на излучение электронов можно пренебречь, а силовые линии магнитного поля «навиты» на ось z (т. е. поля имеют тороидальную конфигурацию и $B_z = 0$).

В безразмерном виде уравнение (2) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} &= \delta_B (V_y B_z - V_z B_y), \\ \frac{dV_y}{dt} &= \delta_B (-V_x B_z + V_z B_x), \\ \frac{dV_z}{dt} &= \delta_B (V_x B_y - V_y B_x). \end{aligned} \tag{3}$$

Безразмерный параметр $\delta_B = R_m/R_L$. Для простоты предполагаем, что плазма имеет шарообразную форму с радиусом R_m и шириной области локализации магнитных полей $\Delta_B = \Delta/R_m$ (рис.3).

Компоненты магнитного поля определялись из следующих формул:

$$B_x = -F(r) \sin(n\theta) \sin \varphi, \quad B_y = F(r) \sin(n\theta) \cos \varphi,$$

$$r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}, \quad \sin \varphi = \frac{y}{(x^2 + y^2)^{1/2}},$$

$$\cos \varphi = \frac{x}{(x^2 + y^2)^{1/2}},$$

$$\theta = \begin{cases} \arctan \frac{(x^2 + y^2)^{1/2}}{z} & \text{при } z > 0, \\ \frac{\pi}{2} & \text{при } z = 0, \\ \pi + \arctan \frac{(x^2 + y^2)^{1/2}}{z} & \end{cases} \tag{4}$$

$$F(r) = \begin{cases} 1 & \text{при } r \in [1 - \Delta_B, 1], \\ 0 & \text{при } r \notin [1 - \Delta_B, 1] \end{cases}.$$

В программе вычисляются углы отклонения частиц от начального направления движения $\psi = \arcsin(V_z/V)$ и

$\varphi = \arcsin(V_x/V)$ в зависимости от безразмерных параметров δ_B, Δ_B и $X_0 = R_0/R_m$. Поскольку размерами плазмы по сравнению с расстоянием до регистрирующего устройства можно пренебречь, то основной характеристикой, описывающей рассеяние пучка на СМП, будем считать функцию зависимости числа частиц, прилетевших в заданный телесный угол $[\Delta\psi, \Delta\varphi]$, от величины этих углов, т. е. $N(\varphi, \psi)$.

Предполагается, что в начальный момент все частицы имеют одинаковую скорость и направлены вдоль оси y. Полное число частиц N_0 «разбрасывается» равномерно в круге радиусом x_0 с помощью генератора случайных чисел. Далее методом Рунге – Кутты рассчитываются траектории каждой частицы (подробнее см. [32]) и вычисляются их углы отклонения. Частицы «сортируются» по значениям углов отклонения, а затем строится функция распределения $N(\varphi, \psi)$.

4. Основные результаты расчетов

Ниже представлены результаты численных расчетов. Полагаем, что в плазменном факеле магнитные поля имеют только тороидальную конфигурацию, причем гармоника магнитного поля $n = 1$. В плоскости (φ, ψ) представлены изображения функции распределения по углам. На рис.4 показаны зависимости функции распределения вылетающих частиц для различных значений безразмерного параметра δ_B , который характеризует величину магнитного поля. Значения параметров $\Delta_B = 0.4, X_0 = 0.5$ фиксированы, число частиц $N_0 = 5 \times 10^5$, а угловых интервалов всего 300.

Из рис.4 видно, что с увеличением магнитной индукции углы отклонения электронов возрастают, в основном, в плоскости yz , причем по абсолютной величине – от 0.5 до 1 рад при $\delta_B \sim 1$.

При $\delta_B > 1$ часть частиц вылетает из плазмы в обратном направлении, а малая их часть может оказаться захваченной в магнитной ловушке. Так, при $\delta_B = 5$ число отраженных частиц достигает $\sim 30\%$, а захваченных – менее 1%; при $\delta_B = 10$ уже до 60% частиц отражается обратно и только $\sim 1\%$ оказывается запертым в ловушке. Следует отметить, что из-за неоднородности магнитных полей картина может оказаться сложнее.

На рис.5 показаны зависимости функции распределения N от углов φ, ψ отклонения электронов для различных параметров падающего пучка.

Если бы поле отсутствовало, то все частицы собрались бы в точку в начале координат. Тороидальное магнитное поле, в основном, смещает частицы по углу ψ . Чем меньше прицельный параметр пучка, тем отчетливее просматривается это смещение. Но даже в том случае, когда $X_0 \approx 1$, сохраняется преобладающее отклонение в плоскости yz (т. е. вдоль оси ψ).

В следующей серии расчетов исследовалось влияние ширины области локализации СМП на рассеяние пучка электронов в зависимости от параметра Δ_B (рис.6). С увеличением области локализации поля углы рассеяния электронов ψ возрастают и картина в целом усложняется.

В качестве базовых мы использовали следующие параметры: $\delta_B = 1, X_0 = 0.5, \Delta_B = 0.4$. При значительном увеличении δ_B и Δ_B возникают электроны, которые захватываются магнитным полем и «навиваются» на магнитную силовую линию. Ясно, что в реальной ситуации вследствие неоднородности магнитного поля и редких

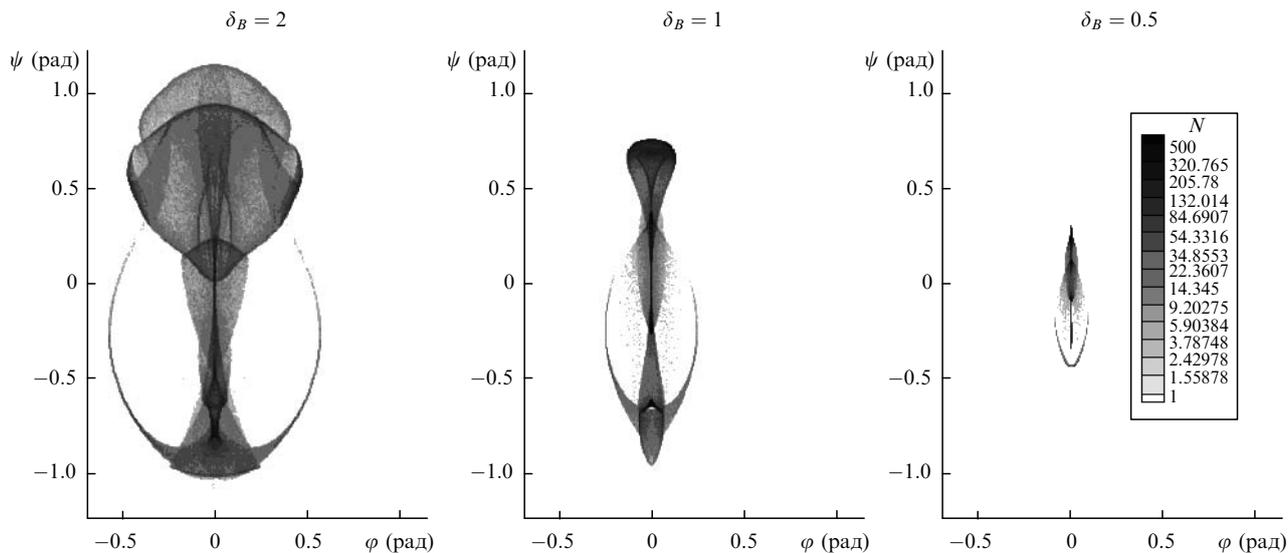


Рис.4. Зависимости числа частиц, прилетевших в заданные интервалы углов $\Delta\phi, \Delta\psi$, от величины СМП δ_B при $\Delta_B = 0.4, X_0 = 0.5$.

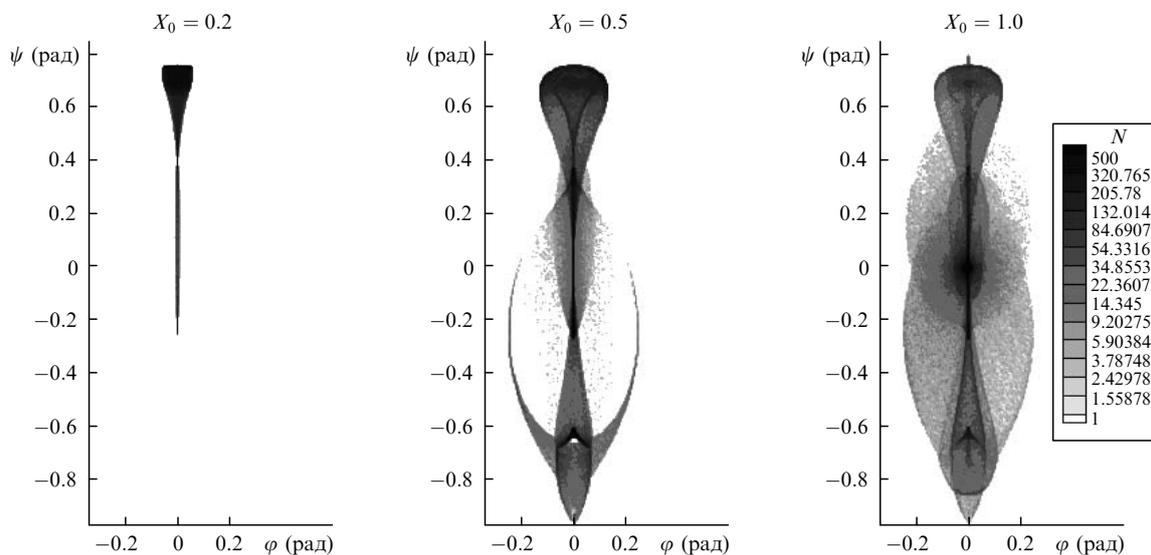


Рис.5. Зависимости числа частиц, прилетевших в заданные интервалы углов $\Delta\phi, \Delta\psi$, от величины прицельного параметра X_0 при $\delta_B = 1, \Delta_B = 0.4$.

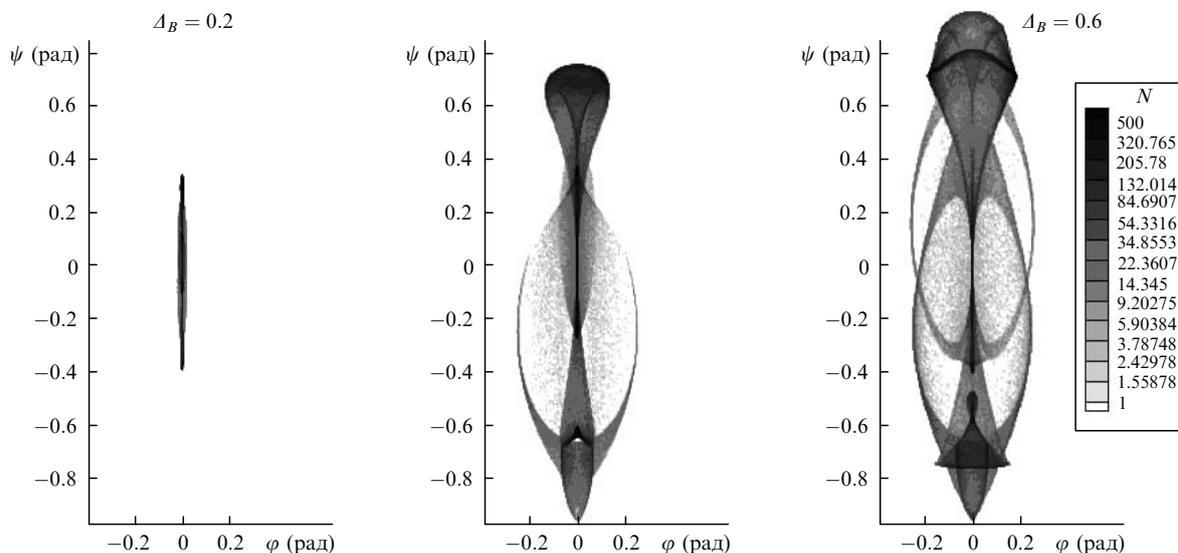
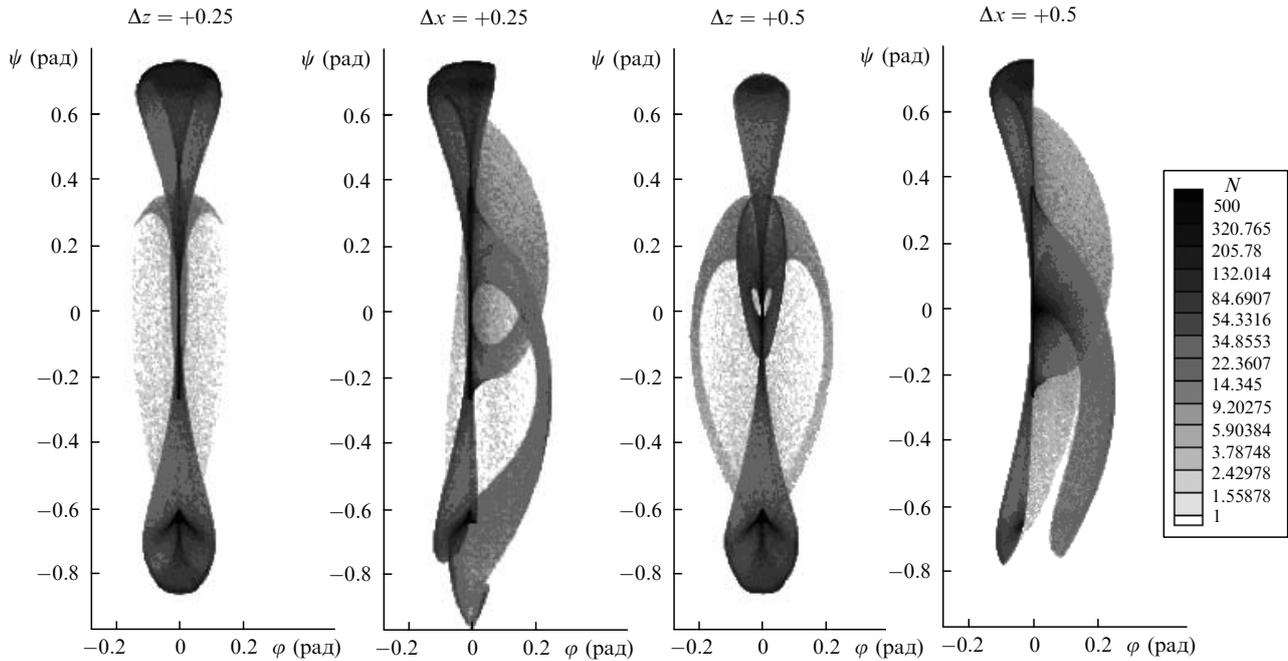


Рис.6. Влияние размера области локализации СМП Δ_B на рассеяние пучка электронов при $\delta_B = 1, X_0 = 0.5$.


 Рис.7. Влияние смещения пучка вдоль осей z и x на рассеяние пучка электронов при $\delta_B = 1$, $\Delta_B = 0.4$ и $X_0 = 0.5$.

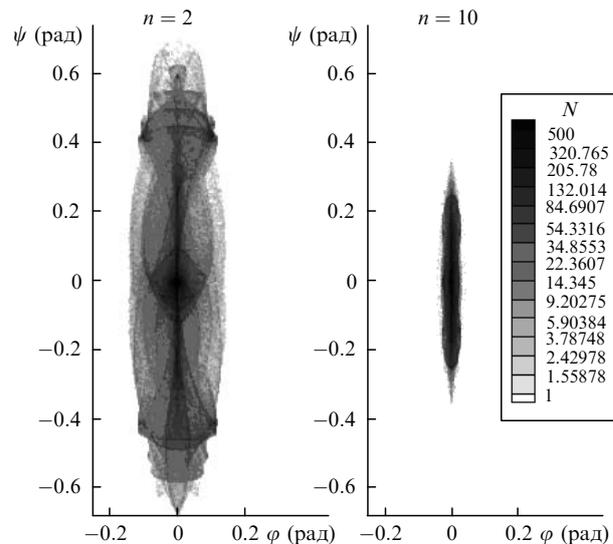
столкновений они будут покидать эту «магнитную ловушку». Пока в наших расчетах эти эффекты не учтены.

В следующей серии расчетов мы рассмотрели ситуацию, когда ось пучка смещена относительно оси y вдоль осей z и x на соответствующие расстояния Δz и Δx .

При смещении оси пучка вдоль оси z сохраняется зеркальная симметрия изображения относительно нуля на оси φ . Это и понятно, поскольку в наших расчетах использовалась первая гармоника магнитного поля, т. е. при смещении вдоль оси z направление поля не менялось. В случае же смещения вдоль оси x ситуация иная: симметрия изображения относительно нуля на оси φ нарушается, т. к. поле выше и ниже нуля на оси x имеет разные знаки.

В случае сжатия сферических мишеней параметр $\langle \rho R_m \rangle$ будет достигать 0.1–0.3 (в мишенях реакторного масштаба он может быть значительно выше). Для просвечивания таких мишеней потребуются релятивистские электронные пучки с энергией 4–10 МэВ [30–31]. Такие горячие электроны могут быть получены с помощью дополнительного лазера с интенсивностью свыше 10^{18} Вт/см². В сжатой лазерной мишени осевая симметрия возможна в том случае, если мишень будет облучаться с двух сторон. При непрямом облучении мишени, когда лазерные пучки предполагается конвертировать в рентгеновское излучение, обычно рассматривается ввод лазерного излучения в конвертор через два отверстия. В этих ситуациях СМП будут иметь также тороидальную топологию и номера гармоник магнитного поля будут четными: $n = 2, 4, \dots, 10$.

На рис.8 показаны результаты расчетов рассеяния электронов при $\delta_B = 1$, $\Delta_B = 0.4$, $X_0 = 0.5$ и $n = 2$ и 10. Видно, что с увеличением n угол рассеяния пучка ψ уменьшается. Однако при $\delta_B = 1$ и $n \leq 10$ угол $\psi > 0.1$ рад, в то время как при указанных выше параметрах $\langle \Delta \phi^2 \rangle \leq 0.01$ рад². При этом за счет СМП электроны будут рассеиваться преимущественно вдоль оси ψ , тогда как вследствие столкновений рассеяние по углам φ и ψ будет происходить с равной вероятностью. Ранее уже отмечалось, что


 Рис.8. Зависимости числа частиц, попавших в интервалы углов $\Delta \varphi$, $\Delta \psi$, от номера гармоники n при $\delta_B = 1$, $\Delta_B = 0.4$ и $X_0 = 0.5$.

благодаря соответствующим зависимостям длины пробега электрона и его ларморовского радиуса от энергии имеется возможность подбора нужных параметров пучка для наблюдения обсуждаемого эффекта.

Во всех предшествующих расчетах полагалось, что энергия частиц пучка электронов фиксирована. Ясно, что это – некая идеализация процесса. В реальной ситуации электроны в пучке будут иметь распределение по скоростям, причем для выделения электронов с определенным направлением и в заданном диапазоне скоростей потребуются сложная техника. Однако это – отдельный вопрос. В рамках данной статьи хотелось бы отметить, что наличие некоторого разброса по скоростям электронов не приведет к катастрофическим последствиям. На рис.9 показаны результаты расчетов в том случае, когда начальные скорости частиц менялись случайным образом в интервале скоростей $V_y^0 = [1.1 + \Delta V]$ при различных зна-

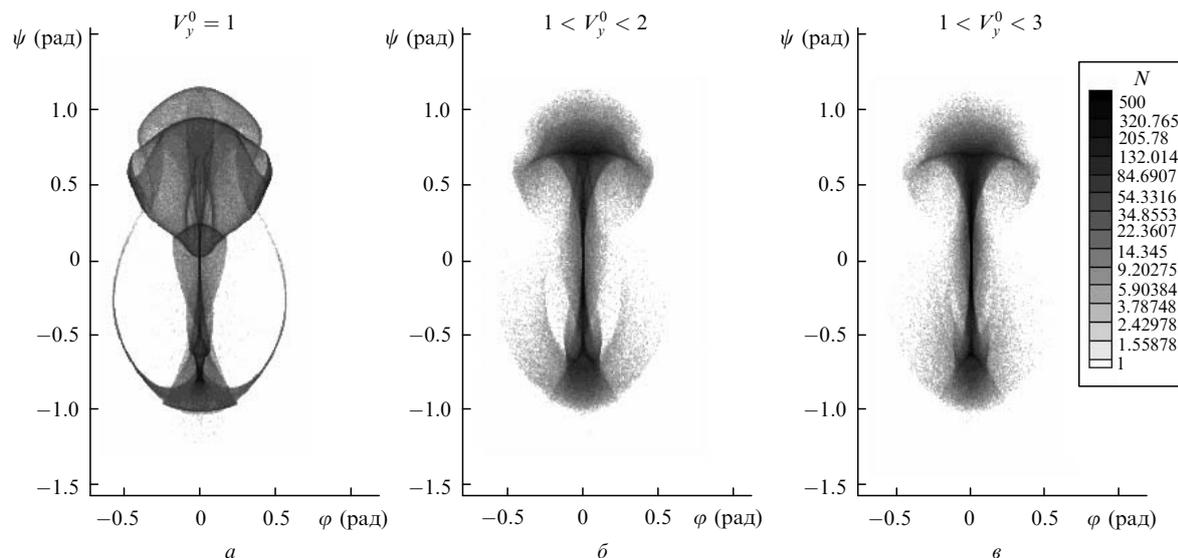


Рис.9. Зависимости числа частиц, попавших в интервалы углов $\Delta\varphi$, $\Delta\psi$, от ΔV при $\Delta V = 0$ (а), 1 (б) и 2 (в) и $\delta_B = 1$, $\Delta_B = 0.4$ и $X_0 = 0.5$.

чениях ΔV . Остальные параметры были фиксированными.

5. Заключение

В статье обсуждается новый подход к исследованию СМП в лазерной плазме. Дано краткое описание программы «АВРОРА» и на основании численных расчетов показано, что в плазменном факеле, а также в сжатой лазерной мишени можно определить величину и размер области локализации этих полей. По тому, в какой плоскости происходит преимущественное рассеяние пучка, можно судить о топологии СМП, т. е. о том, какую конфигурацию имеет поле – преимущественно тороидальную или полоидальную.

В сферической мишени при наличии осевой симметрии облучения СМП являются знакопеременными. По характеру рассеяния частиц можно судить также об их конфигурации (преобладающем номере гармоники).

1. Коробкин В.В., Серов Р.В. *Письма в ЖЭТФ*, **4**, 103 (1966).
2. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Смирнова А.Д., Студенов В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **4**, 116 (1967).
3. Stamper J.A., Papadopoulos K., Sudan R.N., et al. *Phys. Fluids*, **26**, 1012 (1971).
4. Tidman D.A., Shanny R.A. *Phys. Fluids*, **17**, 1207 (1974).
5. Большов Л.А., Дрейзин А.М., Дыхне А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **5**, 288 (1974).
6. Альтеркоп Б.А., Мишин Е.В., Рухадзе А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **5**, 291 (1974).
7. Настоящий А.Ф. *Атомная энергия*, **38**, 27 (1975).
8. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **74**, 516 (1978).
9. Абдуллаев А.Ш., Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **28**, 524 (1978).
10. Woo W., DeGrout J.S. *Phys. Fluids*, **21**, 207 (1978).
11. Craxton R.S., Haines G. *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1336 (1975).
12. Colombant D.G., Winsor N.K. *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 1336 (1977).
13. Большов Л.А., Дрейзин Ю.А., Дыхне А.М. и др. *ЖЭТФ*, **77**, 2289 (1979).
14. Гамалий Е.Г., Гасилов В.А., Лебо И.Г. и др. *Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша АН СССР № 155* (М., 1979).
15. Stamper J.A., McLean E.A., Ripin V.H. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 1177 (1978).
16. Raven A., Willi O., Rumsby P.T. *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 554 (1978).
17. Бункин Ф.В., Касьянов Ю.С., Коробкин В.В., Мотылев С.Л. *Квантовая электроника*, **10**, 2149 (1983).
18. Басов Н.Г., Воловски Е., Гамалий Е.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **45**, 173 (1987).
19. Лебо И.Г. *Препринт ФИАН № 64* (М., 1982).
20. Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Труды ФИАН*, **149**, 4 (1985).
21. Котельников С.С., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **1**, 3 (1983).
22. Котельников С.С., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **12**, 58 (1986).
23. Феоктистов Л.П. В сб. *Будущее науки* (М.: Знание, 1985, № 18, с. 168).
24. Vasov N.G., Gus'kov S.Yu., Feoktistov L.P. *J. Sov. Laser Research*, **13**, 390 (1992).
25. Tabak M., Hammer J., Glynsky M.E., Kruer W.I., et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1636 (1994).
26. Зворыкин В.Д., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9, 20 (1997).
27. Лебо И.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 409 (2000).
28. Иванов В.В., Князев А.К., Купенко А.В. и др. *ЖЭТФ*, **109**, 1257 (1996).
29. Готт Ю.В. *Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях* (М.: Атомиздат, 1978, с. 136).
30. Лебо И.Г., Конаш П.В. *Математическое моделирование*, **17**, 3 (2005).
31. Лебо И.Г., Конаш П.В. В сб. *54-я научно-технич. конф. МИРЭА* (М.: изд-е МИРЭА, 2005, ч. 2, с. 54).
32. Калиткин Н. Н. *Численные методы* (М.: Наука, 1978, с. 246).