

РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗАТВОРА НА ЭФФЕКТЕ
ФАРАДЕЯ ДЛЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРА

В.К. ЛУГОВСКИЙ

УДК 538.112, 538.669

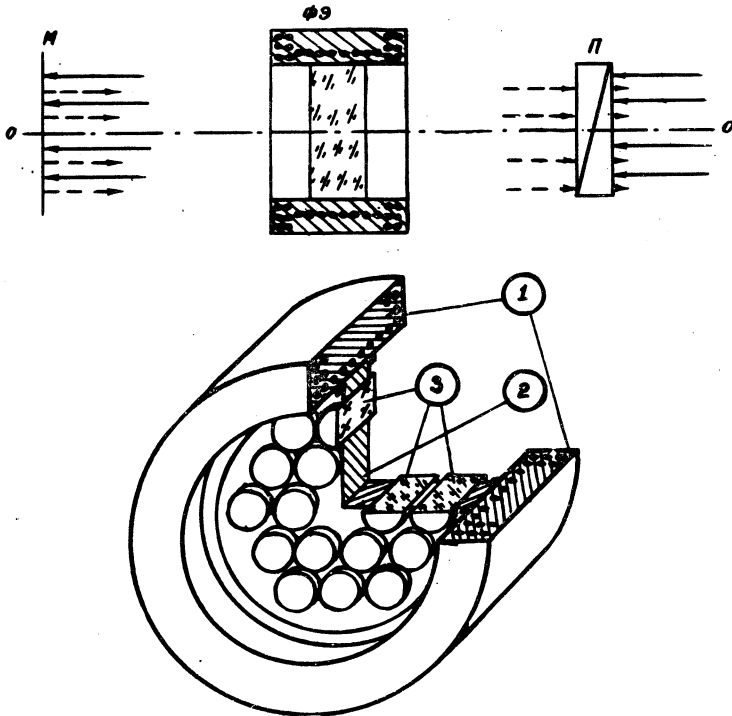
Рассчитаны магнитные системы специального вида с повышенной однородностью магнитного поля. Предложен для мощного лазера оптический затвор большой апературы на основе эффекта Фарадея.

При создании мощных квантовых генераторов для лазерного термоядерного синтеза встает задача повышения контраста греющего излучения /1/. Одним из основных факторов, имеющих важное значение для повышения контраста на данном этапе развития технологии активной среды лазера, являются обратные связи в каскадах лазерной установки. Это в одинаковой мере относится как к каскадам предварительного усиления (ПУ), так и к мощным усилительным выходным каскадам (МУ). Наиболее глубокой и охватывающей все каскады лазерной установки является обратная положительная связь через мишень. Только при наличии затворов с высоким ослаблением $10^3 + 10^5$ можно надеяться на достижение необходимого для работы контраста в греющем излучении. При разработке затворов необходимо учитывать предельные характеристики рабочих элементов, применяемых в выходных каскадах мощных квантовых генераторов и работающих при потоках $10^9 + 10^{10}$ вт/см². Большое значение имеют доступность материалов и конструктивные особенности схемы.

Поставленной задаче отвечает, в частности, изолятор на эффекте Фарадея. Принципиальная схема изолятора представлена на рис. 1. Поляризованное излучение после поляризатора П падает на активный элемент ФЭ, вращающий плоскость поляризации на 45°. После отражения от мишени часть излучения попадает на активный элемент и затем ослабляется на поляризаторе.

Активный элемент ФЭ представляет собой короткий цилиндрический соленоид, в котором находится стеклянная пластина (см. рис. 1)

с большим значением постоянной Верде, например, из тяжелого флинта. Короткий соленоид должен иметь высокую однородность поля по всей апертуре, что связано с требованием на контраст и яркость

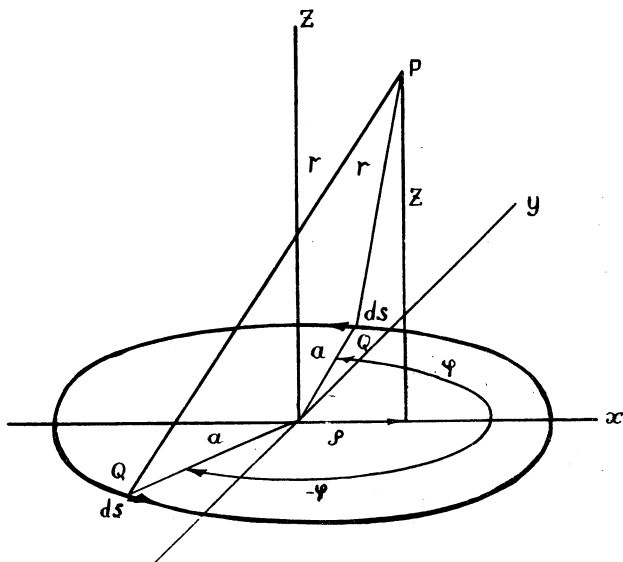


Р и с. I. Оптическая развязка на эффекте Фарадея. а) Схема оптической развязки: П - поляризатор излучения; ФЭ - активный элемент развязки; М - мишень. б) Активный элемент развязки с ячеистой структурой: 1 - витки короткого соленоида; 2 - маска; 3 - стеклянные стержни

излучения. Основное требование к таким системам - максимальная рабочая апертура при минимальных объеме и энергии магнитного поля соленоида.

При нахождении оптимальной конфигурации токовых витков формирующей поле обмотки соленоида была использована модель ните-

видных токов /2/, по наглядности не уступающая методу непосредственного моделирования и при ограниченном числе витков в магнитной системе значительно сокращающая время расчетов. Наиболее



Р и с. 2. Нитевидный плоский виток с током в цилиндрических координатах ρ, φ, z

удобно использовать модель нитевидных токов для расчетов поля с использованием ЭВМ. Модель гибка и легко задается всего несколькими параметрами.

Рассмотрим бесконечно тонкий кольцевой виток с током. A_φ - компонента вектор-потенциала в любой точке пространства, выражается следующим образом:

$$A_\varphi = \frac{I}{4\pi} \oint \frac{ds_\varphi}{r} = \frac{I}{2\pi} \int_0^\pi \frac{a \cos\varphi d\varphi}{(a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos\varphi)^{1/2}} \quad (1)$$

В (1) использованы следующие обозначения: a - радиус витка, ρ, φ, z - координаты точки (см. рис. 2). Компонента поля H_φ , как

видно из рисунка, должна быть равна нулю. Р - точка пространства, в которой находятся значения составляющих напряженности магнитного поля.

Следуя определению $\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$, получим следующие выражения для H_z и H_p :

$$H_z = (H_0/s^3) [J_1 - (\rho/a)J_2], \quad (2)$$

$$H_p = (H_0/s^3 a) J_2, \quad (3)$$

где $s^2 = (a^2 + z^2 + \rho^2)/a^2$, $H_0 = I/2a$ - поле в центре витка,

$$J_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d\varphi}{(1 - b \cos \varphi)^{3/2}}, \quad (4)$$

$$J_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos \varphi d\varphi}{(1 - b \cos \varphi)^{3/2}}, \quad (5)$$

$$b = \frac{2a\rho}{a^2 + z^2 + \rho^2}. \quad (6)$$

Представление интегралов J_1 и J_2 через полные эллиптические позволяет записать их в виде рядов по степеням параметра b :

$$J_1 = 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (4k-1)(4k+1)b^{2k}}{4^{2k} \cdot 1 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 2 \dots (k-2)^2 (k-1)^2 \cdot k^2}, \quad (7)$$

$$J_2 = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1 \cdot 3 \dots (2k-3)(2k-1)(2k+1)b^{2k-1}}{4^{2k-1} \cdot 1 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 2 \dots (k-2)^2 (k-1)^2 \cdot k}. \quad (8)$$

С ростом k точность представления растет, но если величина параметра b , который меняется от 0 до 1, достаточно близка к единице ($b \geq 0,8$), то скорость сходимости рядов падает, вместе с ней падает точность, с которой вычисляется сумма ряда при ограниченном числе членов.

Поэтому если b принимает значения, близкие к единице ($b \geq 0,8$), интегралы J_1 и J_2 лучше представить в виде степенного ряда от $(1 - b)^{1/3}$:

$$\begin{aligned}
J_1 = \frac{\sqrt{2}}{\pi} & \left\{ \left[\frac{1}{1-b} + \frac{1}{8} - \frac{13}{256} (1-b) - \frac{103}{1024} (1-b)^2 - \frac{80567}{786432} (1-b)^3 - \dots \right] + \right. \\
& \left. + \lambda \left[\frac{1}{4} + \frac{15}{64} (1-b) + \frac{195}{1024} (1-b)^2 + \frac{4935}{32768} (1-b)^3 + \dots \right] \right\}, \\
J_2 = \frac{\sqrt{2}}{\pi} & \left\{ \left[\frac{1}{1-b} + \frac{9}{8} + \frac{307}{256} (1-b) + \frac{1263}{1024} (1-b)^2 + \frac{327219}{262144} (1-b)^3 \right] - \right. \\
& \left. - \lambda \left[\frac{3}{4} + \frac{57}{64} (1-b) + \frac{945}{1024} (1-b)^2 + \frac{30345}{32768} (1-b)^3 \right] \right\}, \quad (9)
\end{aligned}$$

где $\lambda = \ln 4 - (1/2) \ln [(1-b)/(1+b)]$. Если параметр b близок к единице, то λ - компоненту магнитного поля находят из выражения

$$H_z = (H_0/s^3) \left\{ (J_1 - J_2) + [1 - (\rho/a)] J_2 \right\} \quad (10)$$

* Число членов ряда, которым заменялась бесконечная сумма в (7) и (8), выбралось оптимальным и равнялось $k = 15$. При вычислении по формулам (9) и (10) ограничивались тремя членами разложения.

Компоненты поля вычислялись в узлах сетки, имевшей переменный шаг по координатам z и ρ . Расположение витков симметрично относительно осей z и ρ позволяло уменьшить объем вычислений, учитывая симметрию поля. Более полное описание методики расчета дано в /4/.

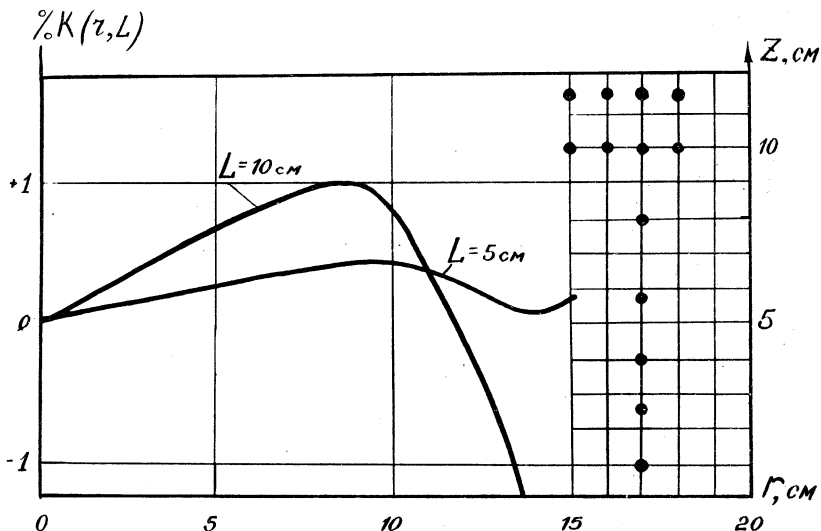
На рис. 1 приведена схематическая конфигурация обмотки формирующего соленоида. Соленоид снабжен дополнительными торцевыми катушками.

При расчете соленоида подобного типа требуется выдержать с высокой точностью не само значение поля, а интеграл вдоль оси z :

$$J(r, L) = \int_{-L/2}^{L/2} H_z(r, z) dz = 2 \int_0^{L/2} H_z(r, z) dz. \quad (11)$$

Важной характеристикой поля в этом случае является относительное отклонение значения интеграла по радиусу. Если J_0 - значение интеграла вдоль оси z при $r = 0$, то $J(r, L) - J_0 = \Delta J(r, L)$ и $K(r, L) = \frac{\Delta J(r, L)}{J_0} \cdot 100\%$. Здесь K - относительная ошибка в угле поворота по апертуре. Для выбранной конфигурации вид зависимости $K(r, L)$ представлен на рис. 3. На этом же рисунке показано простран-

ственное расположение витков формирующей системы. Для приведенного соленоида отношение $h/2a = 0,64$, а число витков $N = 26$. Точность при $L = 10$ см не хуже $1,5\%$ в апертуре $R = 130$ см. С умень-



Р и с. 3. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от радиуса активного элемента

шением оптической длины естественно уменьшается и относительная ошибка, в частности, для $L = 5$ см (рис. 3) она меньше $0,5\%$ в той же апертуре. Большая однородность поля на такой оптической длине требует и более высокой напряженности магнитного поля, что может оказаться невыгодным по энергетическим соображениям, а также в силу ограниченной механической прочности системы. В приведенном на рис. 3 случае отношение объема стекла при $L = 10$ см к объему магнитного поля достигает значения $0,22$. Для упрощения конструкции сплошную пластину можно заменить в случае многолучевой лазерной установки на кассету из отдельных рабочих элементов рис. 1б. Подобная конструкция не требует пояснений. Удобство ее в том, что появляется возможность за счет смещения от плоскости $z = 0$ отдельных стержней выбирать относительную ошибку K и снижать ее до уровня $0,1\%$.

Автор благодарит Г. В. Склизкова за постановку задачи и постоянный интерес к работе, С. И. Федотова за интерес к работе и А. Н. Лобанова за полезные консультации.

Поступила в редакцию
22 июня 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, А. С. Шиканов. ЖЭТФ, 62, вып. I, 203 (1972). Н. Г. Басов, А. Е. Данилов, О. Н. Крохин, Ю. А. Михайлов, Г. В. Склизков, С. И. Федотов. Препринт ФИАН № 30, 1976 г.
2. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. "Мир", 1972 г., стр. 340.
3. C. L. Bartberger. Journ. Appl. Phys., 21, 1108 (1950).
4. Н. К. Луговский. Препринт ФИАН № 65, 1976 г.