

# РАСЧЕТ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ РЕФРАКЦИИ В КОРОНЕ МИШЕНЕЙ С ПРЯМЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ДЛЯ МЕГАДЖОУЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКИ

## THE STUDY OF A NONUNIFORMITY OF LASER ENERGY DEPOSITION ALLOWING FOR A REFRACTION OF LASER LIGHT IN THE CORONA OF DIRECT-DRIVE TARGETS FOR MEGAJOULE LASER FACILITY

*И. А. Химич, В. А. Лыков*

*I. A. Khimich, V. A. Lykov*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е. И. Забабахина»

Zababakhin RFNC-VNIITF

В докладе изложена физическая модель и результаты расчетов неоднородности поглощенной энергии лазерного излучения в короне мишеней с прямым воздействием для условий облучения на мегаджоульной лазерной установке. Модель основана на приближении геометрической оптики с учетом рефракции и обратно-тормозного поглощения лазерного излучения и учитывает особенности размещения лазерных пучков на мишенной камере установки. По методике, протестированной при помощи аналитических решений для траектории и оптической толщины, выполнена оптимизация условий фокусировки и сформулированы требования к дисперсии мощности между лазерными пучками для получения наиболее однородного распределения поглощенной лазерной энергии в короне мишени.

The report present a physical model and the result of calculation nonuniformity of the absorbed laser energy in the corona direct-drive targets to irradiation conditions megajoule laser facility. The model is based on the geometrical optics approximation with refraction and inverse bremsstrahlung of laser radiation and takes into account the placement of the laser beams on chamber. On a procedure tasted by means of analytical solutions for trajectory and the optical thickness performed optimization of focusing conditions. Formulated to the power requirements of the variance between the laser beams to produce the most uniform distribution of laser energy absorbed in the corona of targets.

### Введение

В отличие от установок NIF и LMJ российская установка мегаджоульного класса будет иметь систему облучения более пригодную для экспериментов с мишенями с прямым воздействием, поскольку 192 лазерных пучка будут объединены в 48 кластеров, размещение которых на мишенной камере будет иметь симметрию куба (по 8 кластеров с 6 направлений) [1]. Для достижения условий термоядерного зажигания мишеней с прямым облучением необходимо обеспечить высокую однородность поглощения лазерного излучения [2]. Целью работы является численное моделирование влияния на однородность поглощенной энергии: профиля интенсивности в пучке, положение фокуса за мишенью, дисбаланса в мощностях пучков.

Для расчета распределения объемного энерговыделения с учетом рефракции лазерного излучения были использованы две методики. Первая основана на методе лучевых трубок [3], а в другой точно находится интенсивность в заданной области. Точное значение интенсивности в заданной точке может служить хорошим тестом и необходима для учета нелинейных процессов взаимодействия лазерного излучения в короне мишеней с прямым воздействием [4].

### Геометрия облучения и фокусировка

Предполагается, что лазерные пучки будут располагаться в геометрии куба: на гранях куба будет 8 отверстий для ввода лазерных пучков в

камеру [1]. Все расчеты, если не оговорено отдельно, приведенные ниже, проводятся для данной конфигурации.

Лазерное излучение фокусируется в точку – фокус, который находится на расстоянии  $d$  от центра мишени радиуса  $r_0$  и на расстоянии  $f$  от центра линзы. Будем называть это конической фокусировкой (КФ). В системе связанной с мишенью вводим сферические координаты  $(r, \theta, \varphi)$ . В системе связанной с линзой –  $(\rho, \varphi)$ . Оптическая ось линзы проходит через центр мишени, тогда полярные углы в обеих системах координат будут одинаковыми. На линзе задается распределение интенсивности по закону:

$$I = I_0 \exp\left(-(\rho/R)^k\right) \quad (1)$$

где  $R$  – радиус линзы.

### Описание модели

Следуя работе [5] будем рассматривать пространство излучения в сферически-симметричной плазме с учетом рефракции в приближении геометрической оптики. Лучи, падающие на мишень, будут характеризоваться прицельным параметром  $p$  и углом падения  $\gamma$ . Тогда траектории лучей в плазме с учетом рефракции задаются следующей формулой [5, стр.482]:

$$\theta(r) = \gamma + \int_r^R \frac{p dr'}{r' \sqrt{(r'n')^2 - p^2}} \quad (2)$$

где  $R$  – радиус, с которого начинает учитываться поглощение, и угол падения:  $\gamma = \arcsin(p/r)$ .

Задавая радиус находим угол  $\theta$ . Данная формула справедлива для  $r > r_a$ , где  $r_a$  – точка поворота, есть решение уравнения  $(nr')^2 - p^2 = 0$ . Коэффициент преломления  $n = \sqrt{1 - n_e/n_{кр}}$ . Оптическая толщина вдоль элемента луча дается формулой [5]:

$$d\tau = kds \quad (3)$$

где  $s$  – элемент пути вдоль луча.

Оптическая толщина вдоль луча равна:

$$\tau(r) = \int_r^R \frac{kdr'}{\sqrt{1 - p^2/(nr')^2}} \quad (4)$$

Будем считать лазерную «корону» изотермической, т. е. с постоянной температурой электронов и имеющей постоянный ионный состав по пространству. Тогда коэффициент поглощения  $k = B(1 - n^2)^2/n$ . Как следует из газодинамических расчетов сферических мишеней и модельных задач, достаточно хорошим приближением для зависимости электронной концентрации от радиуса является степенная функция  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^m$ , где  $n_{кр}$  – критическая концентрация электронов, связанная с частотой лазерного излучения  $\omega_0$  формулой:  $n_{кр} = 4\pi e^2 / (m_e \omega_0^2)$ . В частности аналитическое решение для  $\theta(r)$  и  $\tau(r)$  при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  приведено в работах [6, 7]

Для поглощения энергии в единицу времени на единицу объема можно получить выражение:

$$\frac{dE}{dt dV} = \frac{kI(0)e^{-\tau(r)}}{\cos(\alpha)} \frac{dS_o}{dS} \quad (5)$$

где  $dS_o = 2\pi p dp$ ,  $dS = 2\pi r^2 \sin(\theta(r)) d\theta$ .

Аналитическое решение для траектории и оптической толщины из [6, 7] использовалось как тест. Расчеты проводились для профилей концентрации электронов  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$ , где  $r_{кр}$  – радиус, на котором электроны достигают критической концентрации  $n_{кр}$ . Коэффициент отражения берется равным  $R_{отр} = 0,2$ . По нему определяется коэффициент  $B$  для оптической толщины из условия:  $R_{отр} = e^{-2\tau(r_a)}$ , где  $\tau(r_a)$  – оптическая толщина до точки поворота для центрального луча в пучке. Объемное энерговыделение интегрировалось, и в результате получалась величина, зависящая от углов:

$$\frac{dE}{dt d\Omega} = \int_{r^*}^R \frac{dE}{dt dV} r^2 dr \quad (6)$$

где  $R$  – радиус, с которого начинается поглощающая область.

Расчеты проведены так, чтобы ошибка в поглощенной энергии для лучей падающих на мишень по нормали не превышает 0,1–0,2 %.

### Неоднородность поглощенной энергии с учетом рефракции лазерного излучения

Неоднородность характеризуется асимметрией:

$$\eta = (F_{\max} - F_{\min}) / \bar{F} \quad (7)$$

где

$$\bar{F} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi F(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (8)$$

и среднеквадратичным отклонением:

$$\Delta = \frac{1}{F} \sqrt{\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (F(\theta, \varphi) - \bar{F})^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi} \quad (9)$$

где  $F(\theta, \varphi) = dE/dtd\Omega$ .

Гармонический состав освещенности является еще одной характеристикой неоднородности облучения мишени. Обозначим через  $\sigma_n$  полную амплитуду  $n$ -й гармоники функции  $F(\theta, \varphi)$  в раз-

ложении по нормированным сферическим функциям:

$$\sigma_n^2 = \sum_{m=-n}^{m=n} (a_{mn}/a_{00})^2 \quad (10)$$

Коэффициенты разложения  $a_{mn}$  находятся по формуле:

$$a_{mn} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi F(\theta, \varphi) \bar{Y}_n^m \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (11)$$

где  $\bar{Y}_n^m$  – нормированные сферические функции [8].

Ниже приведены результаты расчетов неоднородности поглощенной энергии для профилей плотности  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$ . В табл. 1 приведена асимметрия  $\eta$  и среднеквадратичное отклонение  $\Delta$  для  $dE/dtd\Omega$  в зависимости от расфокусировки  $d/r_0$ . Для обеих характеристик неоднородности расчеты проведены для супер-Гауссового распределения интенсивности в пучке с показателями 2 и 4.

Таблица 1

Асимметрия  $\eta$  и среднеквадратичное отклонение  $\Delta$  для  $dE/dtd\Omega$  в зависимости от расфокусировки  $d/r_0$  для супер-Гауссового распределения интенсивности в пучке с показателями 2 и 4.

$n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^m$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 2$	$m = 3$
$d/r_0$	$\eta_{k=2}, \%$		$\Delta_{k=2}, \%$		$\eta_{k=4}, \%$		$\Delta_{k=4}, \%$	
4	10,40	9,41	2,21	1,84	16,44	14,88	3,21	3,13
6	3,62	3,62	0,73	0,61	11,69	10,40	1,91	1,71
8	4,44	3,57	0,81	0,53	7,91	8,69	1,58	1,16
10	6,90	3,30	1,10	0,52	9,22	6,64	1,74	1,12

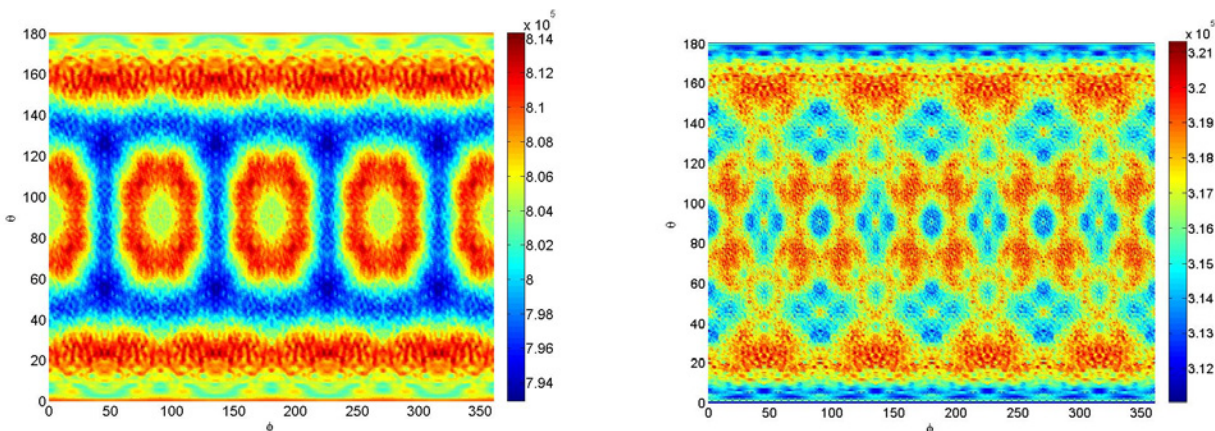
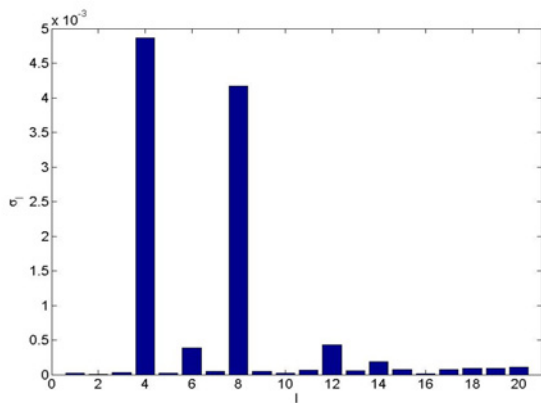


Рис. 1.  $dE/dtd\Omega$  в зависимости от азимутального угла  $\theta$  и полярного угла  $\varphi$  для Гауссового распределения интенсивности в пучке при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и расфокусировке  $d/r_0 = 6$  (слева) и  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$  и расфокусировке  $d/r_0 = 10$  (справа)

Из приведенных данных следует, что наилучшим из двух профилей интенсивности является Гауссово распределение. На рис. 1 приведено  $dE/dtd\Omega$  в оптимуме фокусировки для  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$ .

Теперь рассмотрим еще одну характеристику неоднородности поглощенной энергии – гармонический состав функции  $dE/dtd\Omega$ . На рис. 2 представлен график полной амплитуды  $l$ -ой гармоники –  $\sigma_l$  в зависимости от  $l$  при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$  в оптимуме.

Нетрудно заметить, что для  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  ведущими являются гармоники с  $l = 4$  и  $l = 8$ , в отличие от  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$ , где ведущей является гармоника с  $l = 8$ .



Было проанализировано поведение гармоник в зависимости от радиуса мишени. Результаты приведены для  $dE/dtdV$  при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и расфокусировке  $d/r_0 = 6$  на рис. 3. Как видно из него основное энергосодержание (слева) происходит в области  $r \sim 1,1-1,2$  вследствие рефракции лазерного излучения. А рост 4-й гармоники в предкритической области (справа) объясняется тем, что вследствие рефракции до этой области добираются только лучи близкие к оптической оси.

### Влияние дисбаланса мощности пучков на асимметрию поглощенной энергии с учетом рефракции лазерного излучения

Проведены расчеты влияния дисбаланса мощности пучков на асимметрию поглощенной энергии с учетом рефракции. Для этого была выбрана

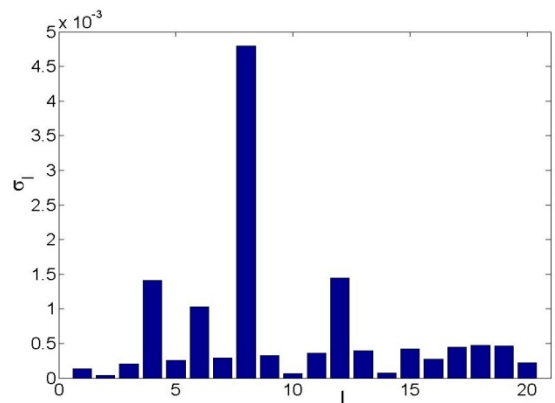


Рис. 2. Гармонический состав  $dE/dtd\Omega$  для Гауссова распределения интенсивности в пучке при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и расфокусировке  $d/r_0 = 6$  (слева) и  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$  и расфокусировке  $d/r_0 = 10$  (справа)

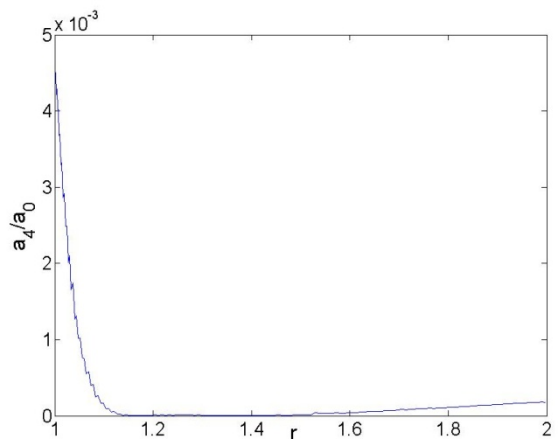
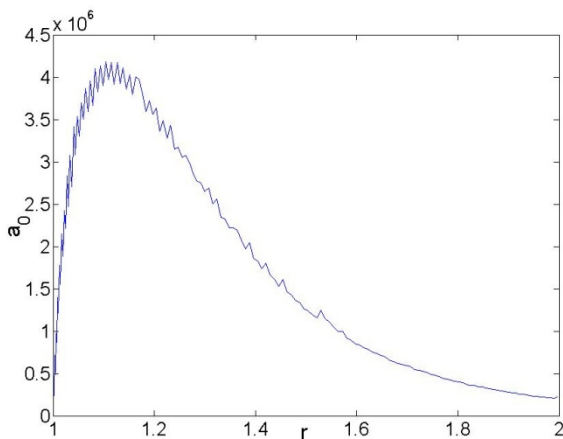


Рис. 3. График  $a_0$  и  $a_4$  в зависимости от  $r$  для  $dE/dtdV$  при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и расфокусировке  $d/r_0 = 6$

конфигурация при минимальном значении средне-квадратичного отклонения  $\Delta$  для профиля электронной концентрации  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$  и

$n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$ . Дисбаланс на каждом пучке определяется добавкой к основной мощности, которая распределена по нормальному закону со средним значением  $\mu = 0$  и дисперсией  $\sigma_p = 3\%$  и  $\sigma_p = 5\%$ . Для выборок с числом испытаний  $N_{\text{exp}} = 10$ , среднее значение среднеквадратичного отклонения  $\bar{\Delta}$  поглощенной лазерной энергии в оптимуме составило менее 1% при дисперсии мощности  $\sigma_p = 3\%$  для  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$  и  $\sigma_p = 5\%$  для  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$ .

Не трудно заметить, что на рис. 4, как и на рис. 2 сохраняются ведущие гармоники, однако появляются и первые 3. При этом среднее от среднеквадратичного отклонения составило  $\bar{\Delta} \sim 1\%$ . Для оценки влияния дисбаланса в мощности пучков на освещенность была введена формула

$$\bar{\Delta}^2 = \Delta_0^2 + A\sigma_p^2,$$

где  $A$  – коэффициент,  $\Delta_0$  – среднеквадратичное отклонение без разбаланса мощности пучков. Для

$n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$  был определен коэффициент  $A$ . Как выяснилось, он составляет величину  $A \approx 0,05$ .

### Конфигурация с центрами в вершинах куба

Как видно из результатов, приведенных выше, сильное влияние на однородность поглощенной энергии оказывает дисбаланс в мощности пучков, поэтому была рассмотрена конфигурация, в которой центры кластеров, состоящих из 6 квадр располагаются в вершинах куба. При расчете освещенности в оптимуме фокусировки для данной конфигурации среднеквадратичное отклонение ее составило  $\Delta = 0,2\%$ , что и послужило поводом для дальнейшего исследования.

Расчеты поглощенной энергии с учетом рефракции проводились для  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$ . По результатам расчетов было выяснено, что оптимальным является Гауссово распределение интенсивности в пучке и расфокусировке  $d/r_0 = 6$ .  $dE/dtd\Omega$  в зависимости от азимутального угла  $\theta$  и полярного угла  $\varphi$  и разложение ее по сферическим гармоникам приведено на рис. 5.

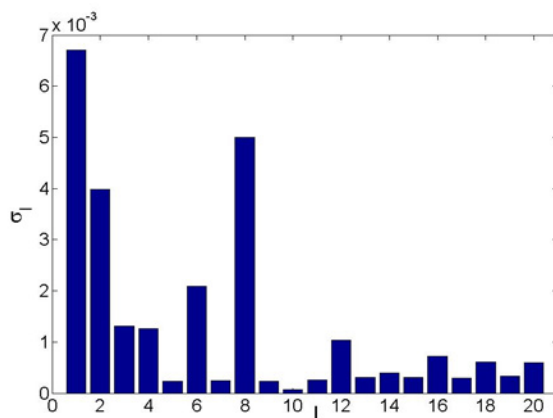
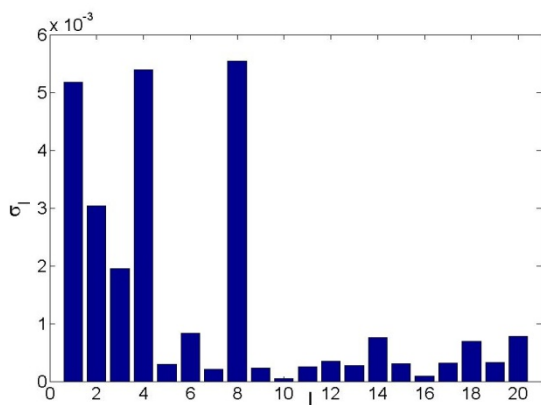


Рис. 4. Осредненный гармонический состав  $dE/dtd\Omega$  для Гауссова распределения интенсивности в пучке и расфокусировке  $d/r_0 = 6$  с дисперсией мощности  $\sigma_p = 3\%$  для  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^2$  (слева) и расфокусировке  $d/r_0 = 10$  с дисперсией мощности  $\sigma_p = 5\%$  для  $n_e = n_{кр} (r_{кр}/r)^3$  (справа)

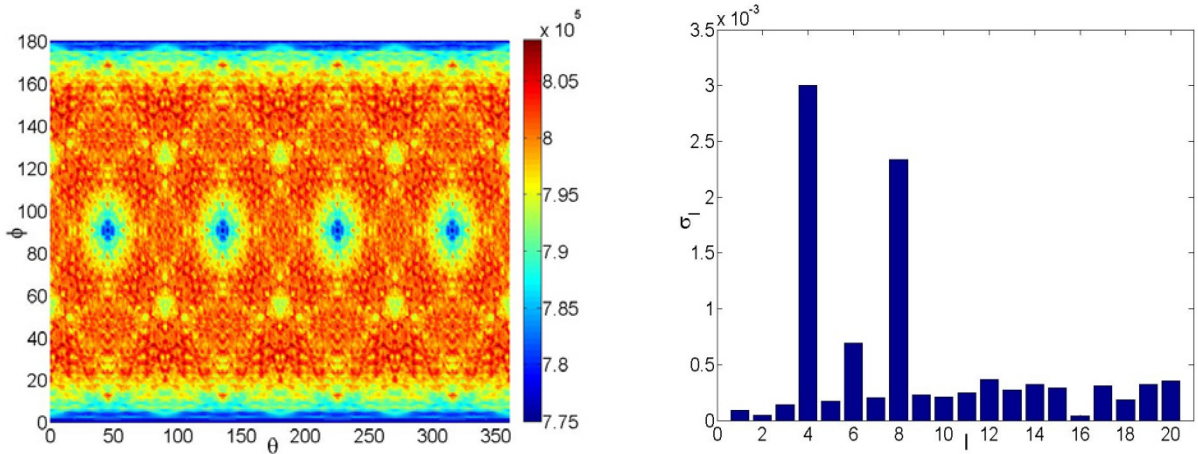


Рис. 5.  $dE/dtd\Omega$  в зависимости от азимутального угла  $\theta$  и полярного угла  $\phi$  для Гауссовского распределения интенсивности в пучке при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^2$  и расфокусировке  $d/r_0 = 6$  (слева) и разложение ее по гармоникам (справа)

Значение среднеквадратичного отклонения для  $dE/dtd\Omega$  составило  $\Delta_{k=2} = 0,52\%$  при  $d/r_0 = 6$ , что сравнимо с  $\Delta_{k=2}$  для предыдущей конфигурации, но при  $n_e = n_{кр}(r_{кр}/r)^3$  и  $d/r_0 = 10$ . Однако в данном случае больше лазерной энергии поглотится мишенью.

Как и в предыдущем пункте было проанализировано влияние дисбаланса в мощностях пучков на однородность облучения. Средне среднеквадратичное отклонение составило  $0,98\%$ , что удовлетворяет требованию  $\sim 1\%$ .

### Заключение

Разработана физическая модель и проведены расчеты неоднородности поглощенной энергии с учетом рефракции лазерного излучения в короне мишеней с прямым воздействием для установки мегаджоульного класса. В ходе расчетов были определены оптимальные условия облучения мишени для нескольких профилей интенсивности по сечению лазерных пучков и различных геометрий расположения лазерных пучков. Расчет симметрии поглощения лазерной энергии с учетом рефракции для изотермической короны с электронной концентрацией  $n_e \sim r^{-2}$  показал ухудшение симметрии поглощенной энергии по сравнению с освещенностью до 2–3 раз. Изменение профиля концентрации электронов на  $n_e \sim r^{-3}$  приводит к

улучшению симметрии распределения поглощенной энергии. Сравнение среднеквадратичного отклонения поглощенной энергии с учетом рефракции для Гауссовского распределения интенсивности в пучке и оптимальной расфокусировки за мишень показало, что переход с 6-и на 8-м главных направлений облучения в геометрии куба улучшает однородность поглощенной энергии в  $\sim 1,5$  раза. Введение дисперсии в мощности для лазерных пучков при расчете симметрии распределения поглощенной энергии в короне мишеней с учетом рефракции лазерного излучения показало, что для оптимальных условий облучения ожидаемая величина среднеквадратичного отклонения поглощенной энергии  $\bar{\Delta}$  составляет величину менее  $1\%$  при дисперсии мощности не более  $3\text{--}5\%$  между 48-ю лазерными кластерами. Поскольку каждый лазерный кластер на установке будет состоять из 4-х лазерных пучков, дисперсия мощности между всеми 192-мя лазерными пучками установки не должна превышать  $1\text{--}3\%$ , что может представлять достаточно сложную техническую проблему.

### Список литературы

1. Гаранин С. Г., Бельков С. А., Бондаренко С. В. Концепция построения лазерной установки XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 6–10 февраля 2012.
2. Бельков С. А. и др. Термоядерные мишени прямого облучения лазерным импульсом мегад-

жоульного уровня // ЖЭТФ. 2015. Т. 148, № 4(10). С. 784–798.

3. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. лит. 1980.

4. Craxton R. S. et al. Direct-drive inertial confinement fusion: A review // Phys. Plasmas. 2015. 22. 110501.

5. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматлит, 1960.

6. Розанов В. Б., Демченко Н. Н. Расчет симметрии облучения сферической лазерной мишени

с учетом поглощения и рефракции излучения в короне // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, № 9. С. 1895–1907.

7. Бельков С. А., Гаранин С. Г., Кочемасов Г. Г. Исследование однородности энерговыделения в плазменной короне // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1989. Вып. 4. С. 43–50.

8. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. Определения, теоремы, формулы. 6-е изд., стер. – С.-Пб: Издательство «Лань» 2003.