

Интерференционная методика определения энерговклада в прокачных лазерах с ядерной накачкой

А.А.Пикулев

Разработана интерференционная методика определения энерговклада в прокачных лазерах, возбуждаемых осколками деления урана. Показано, что возможно возникновение интерференционных картин четырех типов. Приведены алгоритмы определения типа интерференции и нумерации максимумов интерференционной картины.

Ключевые слова: интерференция, выходные параметры лазеров, лазеры с ядерной накачкой.

1. Введение

Для создания непрерывных мощных лазеров с накачкой активной среды осколками деления урана [1] необходимы детальные исследования возможных энерговкладов в активную среду. Знание энерговклада нужно для определения таких важных характеристик, как КПД лазера, температура рабочей смеси, устойчивость резонатора, оптическое качество лазерного пучка и т. д. Экспериментально энерговклад обычно определяется двумя методами: измерением перепада давления в герметичных кюветах лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН) [2–4] и методом тонких проволок, который применим как для прокачных, так и для герметичных каналов [5].

С помощью первого метода можно найти только усредненный энерговклад, с помощью второго – распределение энерговклада по объему канала. Необходимо отметить, что методом тонких проволок определяется не сам энерговклад, а полный поток энергии, переносимый осколками деления, и без знания плотности газа в каждой точке определить энерговклад невозможно.

Кроме этих двух методов, для нахождения энерговклада можно использовать интерференционные эксперименты, которые ранее проводились для определения оптических неоднородностей, возникающих как в герметичных [6], так и в прокачных каналах ЛЯН [7, 8]. Непосредственно из интерферограмм можно найти плотность и температуру газа и, следовательно, вложенную в газ энергию. Эксперименты [7, 8] проводились на прокачной установке с плоскими урановыми слоями, являющейся макетом действующей лазерной установки ЛМ-4 [9]. Отметим, что, поскольку длительность импульса реактора ВИР-2М, используемого для накачки, составляет около 3 мс [10], термодинамические процессы в данных экспериментах были нестационарными и результаты работ [7, 8] нельзя непосредственно перенести на случай прокачных ЛЯН, работающих в стационарном режиме, хотя основ-

ные особенности термодинамики прокачных каналов ЛЯН сохраняются.

Цель данной работы – создание методики определения энерговклада в прокачных каналах ЛЯН по результатам интерферометрических измерений. Методика делится на два этапа: обработка интерферограмм и вычисление энерговклада. Главной задачей первого этапа является нумерация максимумов интерференционной картины. При наличии объемного энерговклада решение этой задачи требует некоторых «качественных» знаний о распределении энерговклада по объему лазерного канала. Показано, что возможны четыре типа интерференционных картин, и приведен алгоритм определения типа конкретной интерферограммы.

Второй этап непосредственно связан с газодинамическими и термодинамическими процессами, происходящими в каналах ЛЯН. Вычисление энерговклада проводится с использованием модели прямолинейных линий тока в пренебрежении пристеночными эффектами и теплопроводностью. Эта модель является наиболее простой в градации моделей газодинамики прокачных каналов и в случае необходимости полученное решение может быть использовано в качестве первого приближения в более точных моделях.

2. Основные уравнения

Рассмотрим термодинамику газа в прокачных каналах ЛЯН. Считаем, что течение газа происходит при постоянном давлении. Эффектами теплопроводности в пристеночной области и в следе за радиатором пренебрегаем. В данном случае уравнения сохранения энергии и неразрывности имеют вид [11, 12]

$$c_p \rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U \nabla T \right) = q, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + U \nabla \rho = 0, \quad (1)$$

где ρ , U , T – плотность, скорость и температура газа; c_p – теплоемкость газа при постоянном давлении; q – объемный энерговклад. Кроме уравнений (1) течение газа должно описываться уравнениями Навье–Стокса или Эйлера [12]. Схема прокачного канала представлена на рис.1 (второй радиатор не показан). На входе в канал

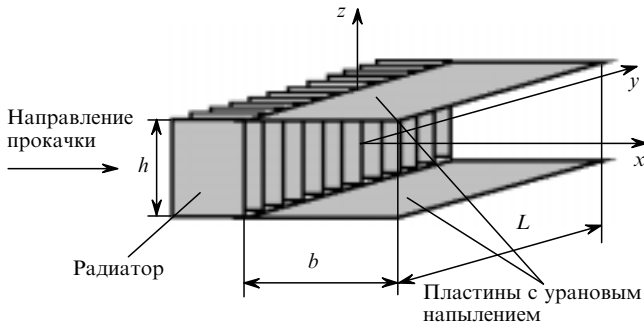


Рис.1. Схема прокатного канала.

поток газа имеет скорость U_0 , плотность ρ_0 и температуру T_0 .

В случае стационарного течения, предполагая, что линии тока являются прямыми, параллельными оси x , уравнения (1) можно упростить:

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial x} = \frac{q}{c_p \rho_0 U_0}, \quad \rho U = \rho_0 U_0 = \text{const}, \quad (2)$$

где $\Delta T = T - T_0$ – прирост температуры газа. Из (2) видно, что в случае стационарного процесса знание распределения температуры в канале является достаточным для нахождения распределения энерговклада.

Для идеального газа, находящегося при постоянном давлении, изменение показателя преломления связано с температурой известной формулой [13]:

$$\Delta n = -\frac{(n_0 - 1)}{T_0 + \Delta T} \Delta T, \quad (3)$$

где n_0 – показатель преломления газа при температуре T_0 . Дополнительный набег фазы в измерительном канале

$$\varphi = k \int_0^L \Delta n dy = -k(n_0 - 1) \int_0^L \frac{\Delta T}{T_0 + \Delta T} dy, \quad (4)$$

где k – волновое число; L – длина канала.

Схема проведения эксперимента с использованием интерферометра Маха – Цендера [14] показана на рис.2. Параллельный пучок излучения лазера расщепляется на два, первый из которых проходит через измеряемый канал, а второй – через канал сравнения. Измерения удобно проводить, внося в канал сравнения оптический клин. Будем считать, что интенсивности обоих пучков равны. В этом случае контрастность интерференционной картины максимальна. Максимумы интерференционной картины удовлетворяют следующему уравнению [13]:

$$\varphi(x_m(z), z) + 2\pi N x_m(z) = 2\pi m + \varphi_0, \quad (5)$$

где N – число интерференционных полос на единицу длины; φ_0 – начальная разность фаз ($0 \leq \varphi_0 < 2\pi$); $x_m(z)$ – положение m -го максимума. В отсутствие нагрева максимумы интерференционной картины представляют собой параллельные оси z прямые, расположенные на одинаковом расстоянии друг от друга. Их положение определяется формулой

$$2\pi N \Delta_m = 2\pi m + \varphi_0, \quad \varphi_0 = 2\pi N \Delta_0, \quad (6)$$

где Δ_m – невозмущенное положение m -го максимума.

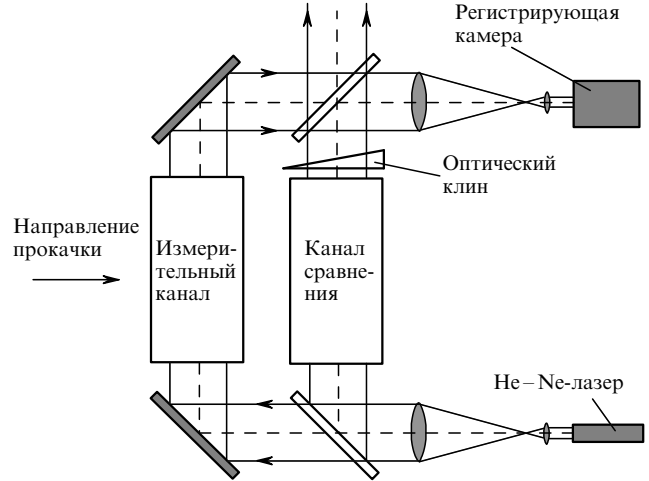


Рис.2. Схема интерферометра Маха – Цендера.

3. Интерферометрия прокатных лазеров

Рассмотрим интерференционную картину прокатного канала ЛЯН. Отметим, что из-за неоднородности энерговклада вдоль оптической оси канала y [15] подынтегральное выражение в формуле (4) нельзя вынести из-под знака интеграла. Поскольку ΔT является непрерывной функцией координаты y , к (4) можно применить теорему о среднем [16]:

$$\int_0^L \frac{\Delta T}{T_0 + \Delta T} dy = \frac{L \Delta T^*}{T_0 + \Delta T^*}, \quad (7)$$

где $\Delta T^* \equiv \Delta T(y^*)$; $y^* \in [0, L]$.

Это означает, что интерферометрическая картина рассматривается как результат некоторого усреднения функции ΔT вдоль оси y . Зная распределение энерговклада q по координате y , можно установить взаимно однозначное соответствие между функциями ΔT и ΔT^* .

Уравнение (5) с учетом (4), (7) имеет вид

$$N x_m(z) - \frac{\varphi_0}{2\pi} - m = \frac{kL(n_0 - 1)}{2\pi} \frac{\Delta T^*}{T_0 + \Delta T^*}. \quad (8)$$

Число решений уравнения (8) зависит от параметров N и m . Рассмотрим решение этого уравнения графическим методом. Для этого зафиксируем координату z и будем исследовать правую и левую части уравнения (8) для разных m . Введем следующие обозначения:

$$a(x) = Nx - \frac{\varphi_0}{2\pi} - m, \quad (9)$$

$$g(x, z) = \frac{kL(n_0 - 1)}{2\pi} \frac{\Delta T^*(x, z)}{T_0 + \Delta T^*(x, z)}.$$

Функция a определяет семейство прямых линий с углом наклона N . Обратимся к изучению поведения функции g . Для $z = \text{const}$ функция ΔT^* является монотонно возрастающей, причем для малых x имеем $\Delta T^* \sim x$ [17]. Функции a (для $N > 0$) и g приведены на рис.3. Видно, что для каждого значения параметра m может быть два, одно или ни одного решения уравнения $a(x) = g(x)$. Для $m \leq 0$, $N > 0$ может быть два или ни одного решения. Если $m > 0$, $N > 0$, существует только одно решение. В случае $N \leq 0$ решения существуют только для $m \leq 0$.

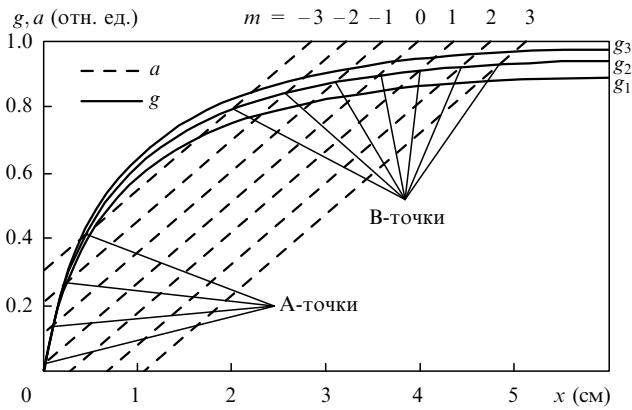


Рис.3. Схема классификации решений уравнения (8) при $N > 0$.

Все решения уравнения (8) при $z = \text{const}$ можно разделить на два класса. Для пояснения этого на рис.3 приведены три функции, удовлетворяющие условию $g_1 \leq g_2 \leq g_3$. Видно, что существуют два типа решений с разным поведением при изменении функции g :

1. Решения, смещающиеся к началу координат при увеличении g и от начала координат при уменьшении g . Эти решения будем называть А-точками.
2. Решения, смещающиеся от начала координат при увеличении g и к началу координат при уменьшении g . Эти решения будем называть В-точками.

Из определения точек следует, что А-точки группируются около начала координат, а В-точки располагаются несколько дальше от начала координат. Отметим, что максимумы интерференционной картины, определяемые А-точками, являются решениями уравнения (8) только для $m \leq 0$, причем число А-точек ограничено для $N \geq 0$ и не ограничено для $N < 0$. Максимумы, соответствующие В-точкам, могут быть решениями как для $m \leq 0$, так и для $m > 0$. В первом случае число В-точек ограничено и равно числу А-точек. Во втором случае число В-точек не ограничено. Для краткости максимумы, определяемые А- или В-точками, будем называть А- или В-максимумами соответственно.

Таким образом, для прокачных каналов ЛЯН может существовать всего четыре типа (I – IV) интерференционных картин (см. табл.1). Отметим, что для нулевой линии картина IV типа возможна только при очень малом нагреве среды. Для интерференционной картины I типа каждому А-максимуму должен соответствовать В-максимум, имеющий тот же номер m . При проведении экспериментов для $N \neq 0$ не всегда сразу известно, какой тип картины (I или II) будет реализован. Кроме того, для картины I типа из-за конечности длины канала и ограниченности размера интерференционной картины по оси x максимумы, соответствующие $m > 0$ (или вообще все В-точки), могут не наблюдаться.

Для вычисления ΔT^* по формуле (8) необходимо присвоить каждому максимуму соответствующий номер. Чтобы решить эту задачу, нужно использовать некоторые качественные сведения о распределении энерго-

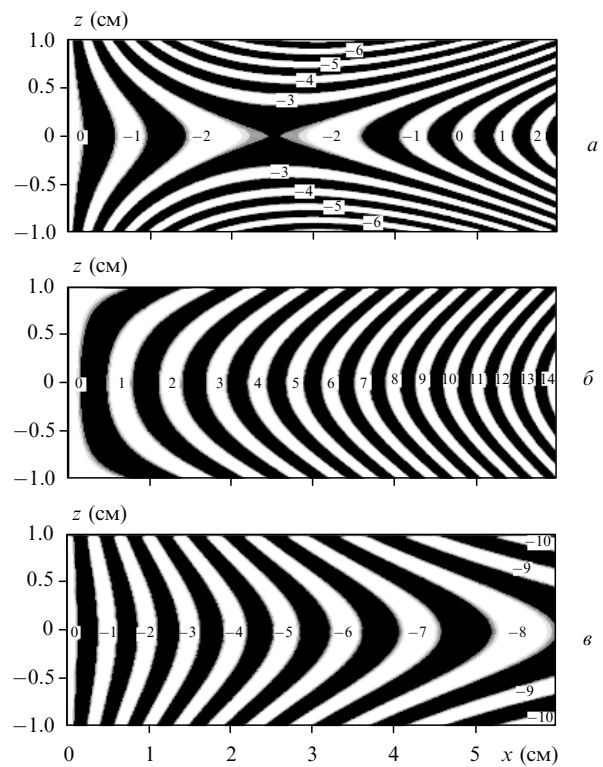


Рис.4. Интерференционные картины I типа (а), II типа (б) и III типа (в).

вклада в прокачных каналах ЛЯН. Исследования показывают, что в кюветах ЛЯН с плоскими урановыми слоями энерговклад у стенок канала выше, чем в центре [18–20]. Поэтому А-максимумы у стенок канала загибаются ко входу в канал, а В-максимумы – от входа. На рис.4 показаны интерференционные картины I – III типов. В расчетах было принято $\varphi_0 = 0$.

Опишем процедуру присвоения максимумам соответствующего номера. Вначале необходимо определить тип интерференционной картины. Для $N \leq 0$ имеет место интерференция III типа и вся область канала заполнена А-максимумами. Если при $N > 0$ у входа в канал наблюдаются А-максимумы, то это интерференция I типа. В случае интерференции II типа во всей области канала наблюдаются В-максимумы.

Далее проведем нумерацию максимумов. Если один из максимумов совпадает с прямой $x = 0$, то ему присваиваем номер $m = 0$ (это случай $\varphi_0 = 0$). При интерференции II типа первому максимуму, не совпадающему с прямой $x = 0$, присваиваем номер $m = 1$, а остальные максимумы нумеруем по возрастающей: $m = 2, 3, 4, \dots$ (рис.4,б). Для интерференционной картины III типа первый максимум имеет номер $m = 0$, а следующие нумеруем по убывающей: $m = -1, -2, -3, \dots$ (рис.4,в). А-максимумы интерференционной картины I типа нумеруются так же, как и для интерференции III типа, а В-максимумы – как и для интерференции II типа, причем номер первого В-максимума равен номеру последнего А-максимума (рис.4,а). В соответствии с вышеприведенной классификацией интерферограммы, представленные в работах [7, 8], относятся к I типу.

В случае интерференции I типа при смене А-максимумов В-максимумами наблюдается картина, напоминающая седло. Некоторые А- и В-максимумы относятся к одной и той же ветви, но А-максимум всегда определяет ле-

Табл.1. Типы интерферограмм прокачных каналов ЛЯН.

Номер максимума	I тип ($N > 0$)	II тип ($N > 0$)	III тип ($N \leq 0$)	IV тип ($N = 0$)
$m \leq 0$	А, В	–	А	–
$m > 0$	В	В	–	–

вую половину этой ветви, а В-максимум – правую. В точке седла происходит разделение ветвей, и каждый тип максимума определяет свою ветвь (рис.4,а).

4. Результаты расчетов

Для иллюстрации изложенной методики рассмотрим обработку интерферограммы (рис.5,а), полученной на прокачном макете в экспериментах [7, 8]. В качестве рабочей среды использовался гелий при давлении 2 атм, скорость прокачки составляла 8 м/с. Поверхностная плотность (толщина) слоя окиси ^{235}U равнялась 2.8 мг/см². Макет облучался импульсным потоком тепловых нейтронов с длительностью на полувысоте ~ 3 мс. Усредненная по активной длине лазерной кюветы плотность потока нейтронов в максимуме импульса составляла $2.2 \cdot 10^{15}$ нейтр./(см²·с). Измерения оптических неоднородностей проводились с помощью интерферометра Маха – Цендера на длине волны He – Ne-лазера ($\lambda = 0.63$ мкм). Интерферограмма на рис.5,а соответствует моменту окончания нейтронного импульса, т.е. максимальному нагреву среды.

Анализ показывает, что это интерферограмма I типа с $\varphi_0 \approx 4.5$, $N = 5.25$ см⁻¹. После нумерации интерференционных полос (рис.5,а) значения $\Delta T^*(x_m, z)$ находились по формуле (8), где $z = 0, \pm 2, \pm 4, \dots, \pm 10$ мм (значения ΔT^* для $z = \pm 10$ мм определялись при продолжении интерференционных полос до стенки канала). Погрешность

определения температуры можно найти по формуле

$$\frac{\delta T}{T} \approx \frac{\lambda N}{(n_0 - 1)L} \delta x, \quad (10)$$

где δx – погрешность определения координаты. Для вышеприведенных условий $\delta T/T \approx 9 \cdot 10^{-3} N \delta x$. Поскольку погрешность измерения координаты составляет около 0.2 мм (т.е. 1/10 полосы), погрешность определения температуры не превышает 0.3 – 0.5 °С.

Распределение ΔT^* с погрешностью не более 7 % для $0 < x < 2$ см и не более 3 % для $2 < x < 6$ см можно аппроксимировать функцией

$$\frac{\Delta T^*}{T_0} = c_1 \left(1 + c_2 \frac{z^2}{d^2} \right) \left\{ 1 - \exp \left[-c_3 \left(1 + c_4 \frac{|z^3|}{d^3} \right) \frac{x}{b} \right] \right\}, \quad (11)$$

где $d = h/2 = 1$ см; $c_1 = 0.141$; $c_2 = 0.177$; $c_3 = 3.502$; $c_4 = 0.712$. Результаты аппроксимации формулой (11) приведены на рис.5,б. На рис.5,в показаны изоэнергетические линии вложенной в газ удельной плотности энергии $Q^* = c_p \rho \Delta T^*$. Максимальная удельная плотность энергии на оси канала ($z = 0$) составляет ~ 0.063 Дж/см³, что находится в хорошем согласии со значением 0.067 Дж/см³, приведенным в [7].

В выходной плоскости удельная плотность энергии у стенки канала в 1.25 раза выше, чем на оси канала ($z = 0$). Из рис.5,б видно, что на входе в канал температура быстро растет (в первой по потоку половине канала), а затем ее рост становится незначительным. Это свидетельствует о нестационарности процесса нагрева: расширение газа приводит к торможению течения при $0 < x < 3$ см и его ускорению в области $3 < x < 6$ см. Данный эффект связан с тем, что характерное время нейтронного импульса составляет 3 мс, а время прокачки $\tau \approx b/U_0$ приблизительно равно 7.5 мс. Следовательно, в данном случае течение является существенно нестационарным, поэтому определить энергоклад q по формуле (2) не представляется возможным.

Отметим, что выше не были учтены погрешности, связанные с искривлением траекторий лучей (рефракцией) в измерительном канале. Приблизненно сдвиг интерференционной полосы можно определить по формулам

$$\Delta x \approx \frac{n'_x L^2}{n_0 2}, \quad \Delta z \approx \frac{n'_z L^2}{n_0 2}, \quad (12)$$

где n'_x и n'_z – производные показателя преломления n по координатам x и z .

Максимальный сдвиг полосы $\Delta x \approx 0.5$ мм достигается на входе в канал при $0 < x < 2$ см; для $2 < x < 6$ см имеем $\Delta x < 0.2$ мм, что находится в пределах погрешности измерения расстояний на интерферограмме. Максимальный сдвиг $\Delta z \approx 0.2$ мм наблюдается около стенок кюветы при $1 < x < 3$ см. Таким образом, заметное искажение распределения температуры (на $\sim 5 - 10$ %) наблюдается только на входе в канал для $0 < x < 2$ см.

5. Заключение

В данной работе представлена методика обработки результатов интерферометрических измерений в прокачных каналах ЛЯН, пригодная как для стационарной прокачки, так и для нестационарного нагрева активной сре-

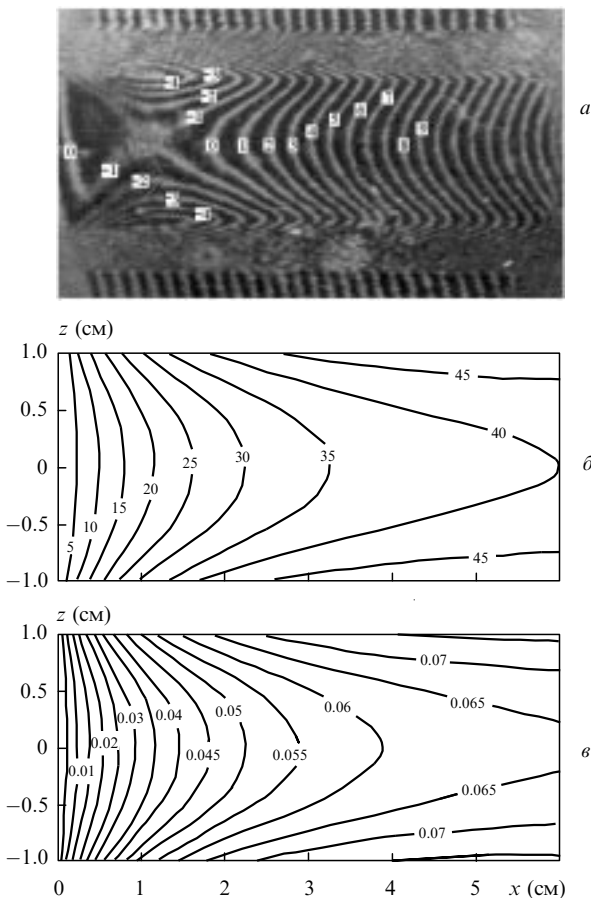


Рис.5. Интерферограмма прокачного канала при давлении гелия 2 атм и скорости прокачки 8 м/с (а) и результаты ее обработки – распределения температуры ΔT^* (в °С) (б) и удельной плотности энергии Q^* , вложенной в газ (в Дж/см³) (в).

ды. Показано, что наличие прокачки газа через область канала позволяет интерферометрическим методом определить температуру газа и вложенную в него энергию. Приведены результаты обработки интерферограммы, полученной в эксперименте [7, 8] для He с давлением 2 атм и скоростью прокачки 8 м/с. Найдено распределение температуры и вложенной в газ энергии по сечению канала.

Автор выражает благодарность В.В.Боровкову за полезные обсуждения и Б.В.Лажинцеву за любезно представленные результаты экспериментов.

1. Sinyanskii A.A., Melnikov S.P. *Proc.SPIE*, **3686**, 43 (1998).
2. Torczynski J.R., Gross R.J., Hays G.N., Harms G.A., Neal D.R., McArthur D.A., Alford W.J. *Nuclear Science and Engineering*, **101**, 280 (1989).
3. Анучин М.Г., Гребенкин К.Ф., Крыжановский В.А., Магда Э.П. *Письма в ЖТФ*, **18**, № 5, 92 (1992).
4. Андросенко А.А., Андросенко П.А., Гусев Н.В., Дьяченко П.П. *Труды конф. «Физика ядерно-возбужденной плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, 1993, т.2, с.23).
5. Влох Г.В., Конак А.И., Матвев В.Ю., Сизов А.Н., Синянский А.А., Филлипов Г.Э. *Труды конф. «Физика ядерно-возбужденной плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, 1993, т.2, с.55).
6. Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Нор-Аревян В.А., Синянский А.А., Федоров Г.И. *Изв.АН СССР. Сер.физич.*, **54**, 2009 (1990).
7. Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Сизов А.Н., Синянский А.А., Федоров Г.И. *Квантовая электроника*, **22**, 1187 (1995).
8. Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Сизов А.Н., Синянский А.А., Федоров Г.И. *Труды II междунар. конф. «Физика ядерно-возбужденной плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, 1995, т.1, с.399).
9. Богданов В.Н., Василенко А.Г., Жеребцов В.В., Иванов В.В., Кувшинов М.И., Лахтиков А.Е., Майорников В.С., Моденов А.Б., Никулин А.В., Нор-Аревян В.А., Покало А.Н., Синянский А.А., Смирнов И.Г., Турутин С.Л., Хлестков М.В., Широков В.В. *Труды II междунар. конф. «Физика ядерно-возбужденной плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, 1995, т.2, с.172).
10. Колесов В.Ф. В сб. *Динамика ядерных реакторов*. (М., Энергоатомиздат, 1990).
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика* (М., Наука, 1988).
12. Лойцянский Л.Г. *Механика жидкости и газа* (М., Наука, 1973).
13. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Мир, 1970).
14. Ландсберг Г.С. *Оптика* (М., Наука, 1976).
15. Бабадей М.С., Богданов В.Н., Влох Г.В., Дзятко Ю.Н., Маслов Г.Н., Сельченков В.Л., Синянский А.А., Турутин С.Л. *Труды II междунар. конф. «Физика ядерно-возбужденной плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, 1995, т.2, с.154).
16. Колмогоров А.Н., Фомин С.В. *Элементы теории функций и функционального анализа* (М., Наука, 1989).
17. Матвев В.Ю., Сизов А.Н. *Труды II междунар. конф. «Физика ядерно-возбужденной плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, 1995, т.1, с.407).
18. Матвев В.Ю. *Труды конф. «Физика ядерно-возбужденной плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, 1993, т.2, с.79).
19. Матвев В.Ю., Сизов А.Н. *Труды конф. «Физика ядерно-возбужденной плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, 1993, т.2, с.209).
20. Torczynski J.R. *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, **5**, 318 (1991).