

## LASER THERMONUCLEAR FUSION

A. S. SHIKANOV

*The physical foundations of one of the main lines of investigation in the field of controlled thermonuclear fusion: laser thermonuclear fusion (LTF) are presented. The key schemes of the LTF are given, and the present state of art is discussed.*

*Излагаются физические основы одного из главных направлений исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза – лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Приводятся основные схемы ЛТС, обсуждается современное состояние исследований.*

## ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

А. С. ШИКАНОВ

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики

### ВВЕДЕНИЕ

Мы рассмотрим физические принципы лазерного термоядерного синтеза – быстро развивающегося научного направления, в основу которого легли два выдающихся открытия XX столетия: термоядерные реакции и лазеры.

Термоядерные реакции протекают при слиянии (синтезе) ядер легких элементов. При этом наряду с образованием более тяжелых элементов выделяется избыточная энергия в виде кинетической энергии конечных продуктов реакции и гамма-излучения. Большое энерговыделение при протекании термоядерных реакций и привлекает внимание ученых из-за возможности их практического применения в земных условиях. Так, термоядерные реакции в крупных масштабах осуществлены в водородной (или термоядерной) бомбе.

Чрезвычайно привлекательной представляется возможность утилизации энергии, выделившейся при термоядерных реакциях для решения энергетической проблемы. Дело в том, что топливом при таком способе получения энергии является изотоп водорода дейтерий (D), запасы которого в Мировом океане практически неисчерпаемы.

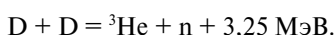
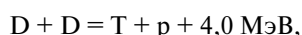
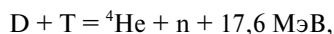
### ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ И УПРАВЛЯЕМЫЙ СИНТЕЗ

Термоядерная реакция – это процесс слияния (или синтеза) легких ядер в более тяжелые. Так как при этом происходит образование сильно связанных ядер из более рыхлых, процесс сопровождается выделением энергии связи. Легче всего происходит слияние изотопов водорода – дейтерия D и трития T. Ядро дейтерия – дейтрон содержит один протон и один нейтрон. Дейтерий содержится в воде в соотношении одна часть на 6500 частей водорода. Ядро трития – тритон состоит из протона и двух нейтронов. Тритий нестабилен (период полураспада 12,4 года), однако может быть получен в результате ядерных реакций.

При синтезе ядер дейтерия и трития образуются гелий He с атомной массой, равной четырём, и

нейтрон  $n$ . В результате реакции выделяется энергия 17,6 МэВ<sup>1</sup>.

Слияние ядер дейтерия происходит по двум каналам примерно с одинаковой вероятностью: в первом образуются тритий и протон  $p$  и выделяется энергия, равная 4 МэВ; во втором канале — гелий с атомной массой 3 и нейтрон, а выделившаяся энергия 3,25 МэВ. Эти реакции представляются в виде формул



До процесса слияния ядра дейтерия и трития обладают энергией порядка 10 кэВ; энергия продуктов реакции достигает величины порядка единиц и десятков мегаэлектронвольт. Следует также отметить, что сечение реакции  $D + T$  и скорость ее протекания значительно выше (в сотни раз), чем для реакции  $D + D$ . Следовательно, для реакции  $D + T$  значительно легче достичь условий, когда выделившаяся термоядерная энергия превзойдет затраты на организацию процессов слияния.

Возможны и реакции синтеза с участием других ядер элементов (например, лития, бора и т.д.). Однако сечения реакций и скорости их протекания для этих элементов существенно меньше, чем для изотопов водорода, и достигают заметных значений лишь для температур порядка 100 кэВ. Достижение таких температур в термоядерных установках в настоящее время предоставляется совершенно нереальным, поэтому лишь реакции слияния изотопов водорода могут иметь практическое применение в ближайшем будущем.

Каким образом можно осуществить термоядерную реакцию? Проблема заключается в том, что слиянию ядер препятствуют электрические силы расталкивания. В соответствии с законом Кулона электрическая сила расталкивания растет обратно пропорционально квадрату расстояния между взаимодействующими ядрами  $F \sim 1/r^2$ . Поэтому для синтеза ядер, образования новых элементов и выделения избыточной энергии необходимо преодолеть кулоновский барьер, то есть совершить работу против сил расталкивания, сообщая ядрам необходимую энергию.

Существуют две возможности. Одна из них заключается в столкновении двух ускоренных навстречу друг другу пучков легких атомов. Оказалось, однако, что этот путь неэффективен. Дело в том, что вероятность слияния ядер в ускоренных пучках

чрезвычайно мала из-за низкой плотности ядер и ничтожно малого времени их взаимодействия, хотя создание пучков необходимой энергии в существующих ускорителях проблемы не составляет.

Другой путь, на котором и остановились современные исследователи, — нагрев вещества до высоких температур (порядка 100 млн градусов). Чем выше температура, тем выше среднекинетическая энергия частиц и тем большее их количество может преодолеть кулоновский барьер.

Для количественной оценки эффективности термоядерных реакций вводится коэффициент усиления по энергии  $Q$ , равный

$$Q = \frac{E_{\text{вых}}}{E_{\text{уст}}},$$

где  $E_{\text{вых}}$  — энергия, выделившаяся в результате реакции синтеза,  $E_{\text{уст}}$  — энергия, идущая на нагрев плазмы до термоядерных температур.

Для того чтобы энергия, выделившаяся в результате реакции, сравнялась с энергетическими затратами на нагрев плазмы до температур порядка 10 кэВ, необходимо выполнение так называемого критерия Лоусона:

$$(N\tau) \geq 10^{14} \text{ с/см}^3 \text{ для D-T реакции},$$

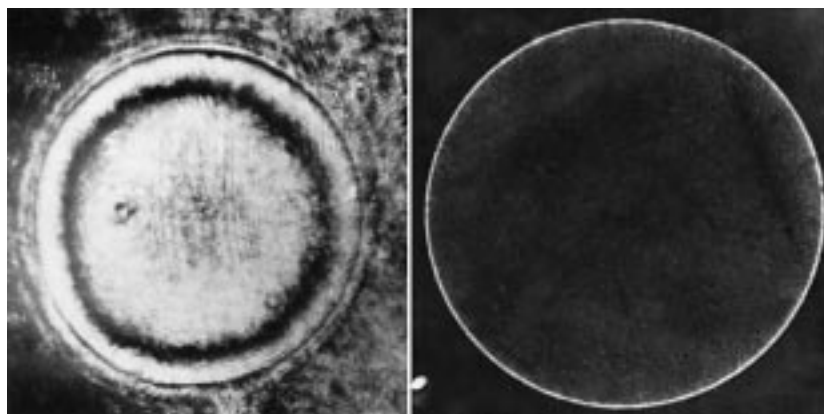
$$(N\tau) \geq 10^{15} \text{ с/см}^3 \text{ для D-D реакции}.$$

Здесь  $N$  — это плотность дейтериево-тритиевой смеси (количество частиц в кубическом сантиметре),  $\tau$  — время эффективного протекания реакций синтеза.

К настоящему времени сформировались два в значительной мере независимых подхода к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза. Первый из них основан на возможности удержания и термоизоляции высокотемпературной плазмы относительно низкой плотности ( $N \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) магнитным полем специальной конфигурации в течение сравнительно длительного времени ( $\tau \approx 1 - 10 \text{ с}$ ). К таким системам относится “Токамак” (сокращенно от “тороидальная камера с магнитными катушками”), предложенный в 50-х годах в СССР.

Другой путь импульсный. При импульсном подходе необходимо быстро нагреть и сжать малые порции вещества до таких температур и плотностей, при которых термоядерные реакции успевают эффективно протекать за время существования ничем не удерживаемой или, как говорят, инерциально удерживаемой плазмы. Оценки показывают, что, для того чтобы сжать вещество до плотностей 100–1000 г/см<sup>3</sup> и нагреть его до температуры  $T \approx 5 - 10 \text{ кэВ}$ , необходимо создать давление на поверхности сферической мишени  $P \approx 5 \cdot 10^9 \text{ атм}$ , то есть нужен источник, который позволял бы подвести к поверхности мишени энергию с плотностью мощности  $q \approx 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ .

<sup>1</sup> В ядерной физике употребляется внесистемная энергетическая единица измерения температуры — электронвольт (эВ). 1 эВ — это энергия, которую приобретает электрон, прошедший разность потенциалов 1 В. 1 эВ равен  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж и соответствует температуре 11 650 К.



**Рис. 1.** Фотография стеклянной микросферы диаметром 470 мкм и толщиной стенки 1,2 мкм, наполненной смесью D–T-газа под давлением 15 атм. Справа – снимок с рентгеновского микроскопа, слева – интерферограмма. Мишень разработана в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН для экспериментов на установке “Дельфин”

### ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Впервые [1] идея использования мощного лазерного излучения для нагрева плотной плазмы до термоядерных температур была высказана Н.Г. Басовым и О.Н. Крохиным в начале 60-х годов. К настоящему времени сформировалось самостоятельное направление термоядерных исследований – лазерный термоядерный синтез (ЛТС).

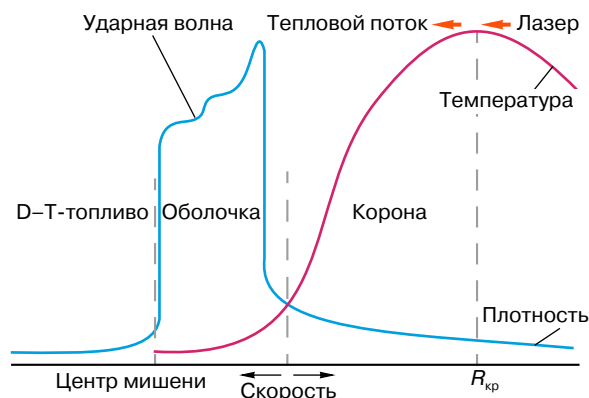
Остановимся кратко на том, какие основные физические принципы [2] заложены в концепцию достижения высоких степеней сжатия веществ и получения больших коэффициентов усиления по энергии с помощью лазерных микровзрывов. Рассмотрим построим на примере так называемого режима прямого сжатия. В этом режиме микросфера (рис. 1), наполненная термоядерным топливом, со всех сторон “равномерно” облучается многоканальным лазером. В результате взаимодействия греющего излучения с поверхностью мишени образуется горячая плазма с температурой в несколько килоэлектронвольт (так называемая плазменная корона), разлетающаяся навстречу лучу лазера с характерными скоростями  $10^7$ – $10^8$  см/с.

Греющее излучение распространяется в глубь мишени лишь до области с плотностью электронов, называемой критической, где частота лазерного излучения сравнивается с плазменной. Значение критической плотности  $n_{кр}$  связано с частотой лазера как  $n_{кр} \sim \omega_0^2$  ( $\omega_0$  – частота лазера) и, например, для неодимового лазера с длиной волны  $\lambda \approx 1,06$  мкм составляет  $n_{кр} = 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. В окрестности этой области излучение начинает поглощаться, а непоглощенная часть отражается, также поглощаясь плазмой. Основной механизм поглощения здесь так называемое обратное тормозное поглощение света электронами (электрон поглощает излучение, рас-

сеиваясь в поле иона). Вблизи критической плотности наряду с классическим обратным тормозным механизмом поглощения важную роль играют резонансный и так называемые аномальные механизмы, связанные с развитием в плазме параметрических неустойчивостей [3]. Часть из параметрических неустойчивостей ведет к увеличению доли поглощенной энергии, а такие, как вынужденное рассеяние Мандельштамма–Бриллюэна и вынужденное комбинационное рассеяние, – к “паразитному” рассеянию излучения на плазменной короне. Другое явление – рефракция греющего излучения в плазменной короне также может вести к уменьшению поглощения. Дело в том, что показатель преломления увеличивается от нуля в области с критической плотностью до единицы на краю плазмы. В этом случае плазменная корона действует как отрицательная линза для всех лучей, параллельных градиенту плотности, выталкивая их из плотных областей плазмы. К счастью, эффекты вынужденного рассеяния оказались не столь существенны.

Не имея возможности более детально остановиться на процессах поглощения в плазменной короне, отметим, что в современных модельных экспериментах на уровне энергий лазерного излучения 10–100 кДж для мишеней, сравнимых по размерам с мишенями для больших коэффициентов усиления, удается достичь высоких ( $\approx 90\%$ ) коэффициентов поглощения греющего излучения.

Как мы уже видели, световое излучение не может проникнуть в плотные слои мишени (плотность твердого тела составляет  $\approx 10^{23}$  см<sup>-3</sup>). За счет теплопроводности энергия, поглощенная в плазме с электронной плотностью, меньшей  $n_{кр}$ , передается в более плотные слои, где происходит абляция вещества мишени. Оставшиеся неиспаренными слои мишени под действием теплового и реактивного давления ускоряются к центру, сжимая и нагревая находящееся в



**Рис. 2.** Распределение по радиусу температуры и плотности вещества в мишени на стадии ускорения оболочки к центру

ней топливо (рис. 2). В итоге энергия лазерного излучения превращается на рассматриваемой стадии в кинетическую энергию вещества, летящего к центру, и в энергию разлетающейся короны. Очевидно, что полезная энергия сосредоточена в движении к центру. Эффективность вклада световой энергии в мишень характеризуется отношением указанной энергии к полной энергии излучения — так называемым гидродинамическим коэффициентом полезного действия (КПД). Достижение достаточно высокого гидродинамического КПД (10–20%) является одной из важных проблем ЛТС.

Какие же процессы могут препятствовать достижению высоких степеней сжатия? Один из них заключается в том, что при термоядерных плотностях излучения  $q > 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> заметная доля поглощенной энергии трансформируется не в классическую волну электронной теплопроводности, а в потоки быстрых электронов, энергия которых много больше температуры плазменной короны (так называемые надтепловые электроны). Это может происходить как за счет резонансного поглощения, так и вследствие параметрических эффектов в плазменной короне. При этом длина пробега надтепловых электронов может оказаться сравнимой с размерами мишени, что приведет к предварительному прогреву сжимаемого топлива и невозможности получения предельных сжатий. Большой проникающей способностью обладают и рентгеновские кванты большой энергии (жесткое рентгеновское излучение), сопутствующие надтепловым электронам.

Тенденцией экспериментальных исследований последних лет является переход к использованию коротковолнового лазерного излучения ( $\lambda < 0,5$  мкм) при умеренных плотностях потока ( $q < 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>). Практическая возможность перехода к нагреву плазмы коротковолновым излучением связана с тем, что коэффициенты конверсии излучения твердотельного неодимового лазера (основного кандидата

в драйверы для ЛТС) с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм в излучения второй, третьей и четвертой гармоник с помощью нелинейных кристаллов достигает 70–80%. В настоящее время фактически все крупные лазерные установки на неодимовом стекле снабжены системами умножения частоты.

Физической причиной преимущества использования коротковолнового излучения для нагрева и сжатия микросфер является то, что с уменьшением длины волны увеличивается поглощение в плазменной короне и возрастают абляционное давление и гидродинамический коэффициент передачи. На несколько порядков уменьшается доля надтепловых электронов, генерируемых в плазменной короне, что является чрезвычайно выгодным для режимов как прямого, так и непрямого сжатия. Для непрямого сжатия принципиально и то, что с уменьшением длины волны увеличивается конверсия поглощенной плазмой энергии в мягкое рентгеновское излучение.

Остановимся теперь на режиме непрямого сжатия. Физический анализ показывает, что осуществление режима сжатия до высоких плотностей топлива оптимально для простых и сложных оболочечных мишеней с аспектным отношением  $R/\Delta R$  в несколько десятков. Здесь  $R$  — радиус оболочки,  $\Delta R$  — ее толщина. Однако сильное сжатие может быть ограничено развитием гидродинамических неустойчивостей, которые проявляются в отклонении движения оболочки на стадиях ее ускорения и торможения в центре от сферической симметрии и зависят от отклонений начальной формы мишени от идеально сферической, неоднородного распределения падающих лазерных лучей по ее поверхности. Развитие неустойчивости при движении оболочки к центру приводит сначала к отклонению движения от сферически-симметричного, затем к турбулизации течения и в конце концов к перемешиванию слоев мишени и дейтериево-тритиевого горючего. В результате в конечном состоянии может возникнуть образование, форма которого резко отличается от сферического ядра, а средние плотность и температура значительно ниже величин, соответствующих одномерному сжатию. При этом начальная структура мишени (например, определенный набор слоев) может быть полностью нарушена.

Физическая природа такого типа неустойчивости эквивалентна неустойчивости слоя ртути, находящегося на поверхности воды в поле тяжести. При этом, как известно, происходит полное перемешивание ртути и воды, то есть в конечном состоянии ртуть окажется внизу. Аналогичная ситуация и может происходить при ускоренном движении к центру вещества мишени, имеющей сложную структуру, или в общем случае при наличии градиентов плотности и давления.

Требования к качеству мишеней достаточно жестки. Так, неоднородность толщины стенки



микросферы не должна превышать 1%, однородность распределения поглощения энергии по поверхности мишени 0,5%.

Предложение использовать схему непрямого сжатия как раз и связано с возможностью решить проблему устойчивости сжатия мишени. Принципиальная схема эксперимента в режиме непрямого сжатия показана на рис. 3. Излучение лазера заводится в полость (хольраум), фокусируясь на внутренней поверхности внешней оболочки, состоящей из вещества с большим атомным номером, например золота. Как уже отмечалось, до 80% поглощенной энергии трансформируется в мягкое рентгеновское излучение, которое нагревает и сжимает внутреннюю оболочку. К преимуществам такой схемы относятся возможность достижения более высокой однородности распределения поглощенной энергии по поверхности мишени, упрощение схемы лазера и условий фокусировки и т.д. Однако имеются и недостатки, связанные с потерей энергии на конверсию в рентгеновское излучение и сложностью ввода излучения в полость.

Каково же состояние исследований по ЛТС в настоящее время? Эксперименты по достижению высоких плотностей сжимаемого топлива в режиме прямого сжатия начались в середине 70-х годов в Физическом институте им. П.Н. Лебедева, где на установке “Кальмар” с энергией  $E = 200$  Дж была достигнута плотность сжимаемого дейтерия  $\approx 10$  г/см<sup>3</sup>. В дальнейшем программы работ по ЛТС активно развивались в США (установки “Шива”, “Нова” в Ливерморской национальной лаборатории, “Омега” в Рочестерском университете), Японии (“Гекко-12”), России (“Дельфин” в ФИАНе, “Искра-4”, “Искра-5” в Арзамасе-16) на уровне энергии лазеров 1–100 кДж.

Детально исследуются все аспекты нагрева и сжатия мишеней различной конфигурации в режи-

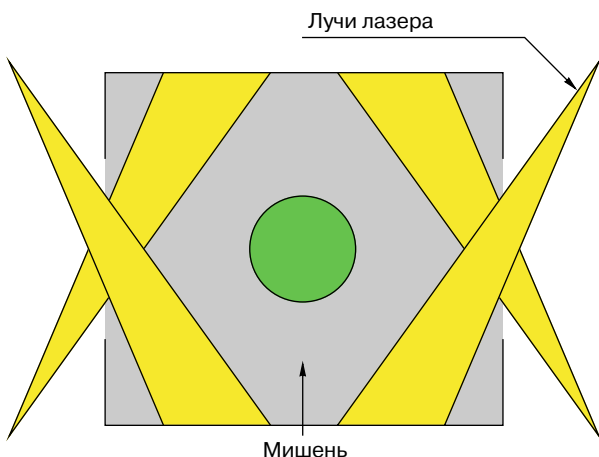


Рис. 3. Схема непрямого сжатия

мах прямого и непрямого сжатий. Достигаются абляционное давление  $\sim 100$  Мбар и скорости схлопывания микросфер  $V > 200$  км/с при значениях гидродинамического КПД порядка 10%. Прогресс в развитии лазерных систем и конструкций мишеней позволил обеспечить степень однородности облучения сжимаемой оболочки 1–2% как при прямом, так и при непрямом сжатии. В обоих режимах были достигнуты плотности сжатого газа 20–40 г/см<sup>3</sup>, а на установке “Гекко-12” была зарегистрирована плотность сжатой оболочки 600 г/см<sup>3</sup>. Максимальный нейтронный выход  $N = 10^{14}$  нейтронов за вспышку.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, вся совокупность полученных экспериментальных результатов и их анализ указывают на практическую реализуемость следующего этапа в развитии лазерного термоядерного синтеза — достижение плотностей дейтериево-тритиевого газа 200–300 г/см<sup>3</sup>, осуществление сжатия мишени и достижение заметных коэффициентов усиления  $k$  на уровне энергии  $E = 1$  МДж (см. рис. 4 и [4]).

В настоящее время интенсивно разрабатывается элементная база и создаются проекты лазерных установок мегаджоульного уровня. В Ливерморской лаборатории начато создание установки на неодимовом стекле с энергией  $E = 1,8$  МДж. Стоимость проекта составляет 2 млрд долл. Создание установки аналогичного уровня запланировано и во Франции. На этой установке планируется достижение коэффициента усиления по энергии  $Q \sim 100$ . Нужно

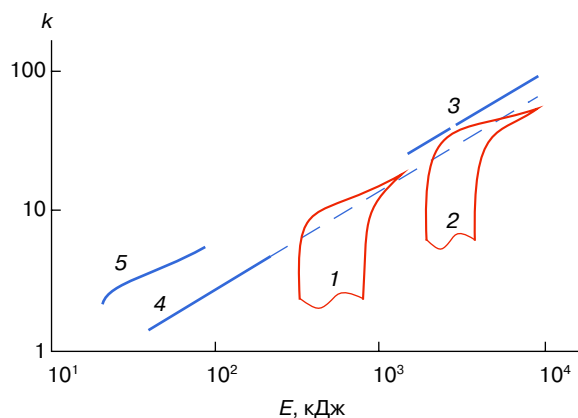


Рис. 4. Расчетные зависимости коэффициента термоядерного усиления  $k$  от энергии лазера  $E$ . Данные 1–4 получены в Ливерморской национальной лаборатории (США), 5 – в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. Условиям непрямого сжатия мишени соответствует 1 (оптимистический прогноз) и 2 (пессимистический), условиям прямого сжатия мишени 3 и 4 (обычный лазерный импульс), а также 5 (профилированный импульс)

сказать, что запуск установок такого масштаба не только приблизит возможность создания термоядерного реактора на основе лазерного термоядерного синтеза, но и предоставит в распоряжение исследователей уникальный физический объект — микровзрыв с энерговыделением  $10^7$ – $10^9$  Дж, мощный источник нейтронного, нейтринного, рентгеновского и  $\gamma$ -излучений. Это будет иметь не только большое общезначение (возможность исследовать вещества в экстремальных состояниях, физики горения, уравнения состояния, лазерных эффектов и т.д.), но и позволит решить специальные задачи прикладного, в том числе военного, характера.

Для реактора на основе лазерного термоядерного синтеза необходимо, однако, создание лазера мегаджоульного уровня, работающего с частотой повторения в несколько герц. В ряде лабораторий исследуются возможности создания таких систем на основе новых кристаллов. Запуск опытного реактора по американской программе планируется на 2025 год.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46, № 1.
2. Басов Н.Г., Склизов Г.В., Шиканов А.С. // Природа. 1976. № 11.
3. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
4. Басов Н.Г., Суботин В.К., Феоктистов Л.П. // Вестн. РАН. 1993. Т. 63, № 10.

\* \* \*

Андрей Сергеевич Шиканов, доктор физико-математических наук, профессор Московского института радиотехники, электроники и автоматики, зав. лабораторией “Диагностика плотной плазмы” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Лауреат Государственной премии СССР. Область научных интересов: физика плазмы, диагностика плазмы, мощные лазеры. Автор более 200 научных публикаций, в том числе трех монографий.