

линейно-оптич. диагностика (спектроскопия отражения и пропускания), дающая информацию о динамике электронно-дырочной плазмы и фронтов плавления и отвердевания; рентг. диагностика (дифракция) с временным разрешением в наносекундном диапазоне, чувствительная к состоянию неск. сотен приповерхностных атомных слоёв; дифракция медленных электронов, дающая информацию о временной динамике структурных изменений всего лишь неск. поверхностных атомных слоёв; акустич. спектроскопия, нестационарная электропроводность и др. (см. [5, 6]). Кроме линейно-оптич. методов всё возрастающую роль играют нелинейно-оптич. методы диагностики — генерация оптич. гармоник и комбинационных частот на отражение, дающих структурную информацию [5], а также пико- и фемто-секундная спектроскопия комбинационного рассеяния на оптич. фонах, плазмах и акустич. колебаниях лазерно-возбуждённого кристалла, «гибридная» техника лазерной пикосекундной электронографии [5], фотоэмиссия.

Лит.: 1) Штырков Е. И. и др., Ионнолегированный слой — новый материал для записи голограмм, «Оптика и спектроскопия», 1975, т. 38, с. 1031; 2) Импульсный отжиг полупроводниковых материалов, Новосибир., 1982; 3) Laser and electron-beam interactions with solids, ed. by B. R. Appleton, G. K. Celler, N. Y., 1982; 4) Laser-solid interactions and transient thermal processing of materials, N. Y., 1983; 5) Ахманов С. А. и др., Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов, «УФН», 1985, т. 147, с. 675; 6) Energy beam-solid interactions and transient thermal processing, Pittsburgh, 1985.

В. И. Емельянов.

ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ (ЛТС) — одно из направлений в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу (УТС), основанное на способности лазеров концентрировать энергию в малых объёмах вещества ($<10^{-8}$ см³) за короткие промежутки времени ($<10^{-10}$ – 10^{-9} с) и использующее инерциальное удержание плазмы. Эта способность лазеров обеспечивает наиб. высокое из известных сейчас контролируемое выделение энергии (10^{19} – 10^{20} Вт/см³), сжатие и нагрев термоядерного горючего до высокой плотности (10^{26} см⁻³) и темп-ры (10 кэВ), при к-рых уже возможны термоядерные реакции. В отличие от магнитного удержания плазмы в УТС, в ЛТС время удержания (т. е. время существования плазмы с высокой плотностью и темп-рой, определяющее длительность термоядерных реакций) составляет 10^{-10} – 10^{-11} с, поэтому ЛТС может осуществляться только в импульсном режиме. Предложение использовать лазеры для целей УТС впервые было высказано в Физ. институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в 1961 Н. Г. Басовым и О. Н. Крохиным.

Термоядерное горючее (равнопроцентная смесь дейтерия и трития) и окружающие его слои др. веществ, имеющие разл. функциональное назначение, образуют лазерную мишень. Полное число термоядерных реакций в мишени заданной массы пропорц. лт. С ростом плотности n термоядерного горючего скорость реакции растёт линейно, а время инерциального удержания τ уменьшается пропорц. размеру сжатой плазмы τ зависит от геометрии мишени: $\tau \sim n^{-1/3}$ — для сферы, $\tau \sim n^{-1/2}$ — для цилиндра, $\tau \sim n^{-1}$ — для плоского слоя. Наиб. предпочтительной формой сжимаемой мишени оказывается сферической: $n\tau \sim n^{2/3}$.

В совр. ЛТС исследуется сжатие сферич. DT -мишени под действием на неё коротковолнового ($\lambda \leq 1$ мкм) и длинноволнового (1 мкм $< \lambda \leq 10,6$ мкм) лазерного излучения (ЛИ), а также рентгеновского, образующегося в результате конверсии лазерного излучения. Ниже будет рассматриваться только действие ЛИ, условное деление к-рого на коротковолновое и длинноволновое определяется физ. процессами в мишени.

Физические процессы в мишени [1–3]. Сферич. лазерная термоядерная мишень содержит ряд концентрич. сферич. оболочек. Внешняя (испаряемая) — аблятор, затем слой, аккумулирующий кинетич. энергию при движении к центру симметрии, далее возможно расположение теплоизолирующих слоёв и экранов, предохраняющих внутр. слой из DT -льда (или газа под

давлением от единиц до сотен атмосфер) от предварительного прогрева быстрыми электронами и рентг. излучением из короны.

ЛИ фокусируется сферически-симметрично на поверхность мишени. При плотности потока $q \approx 10^{14}$ Вт/см² за времена, много меньшие длительности лазерного импульса ($\tau_{\text{лаз}} \approx 10^{-9}$ с), вещество аблятора испаряется, диссоциирует, ионизуется и превращается в плазму (т. н. корону) с характерными темп-рой $T \sim 10^7$ К ≈ 1 кэВ и плотностью $n_e \approx 10^{18}$ – 10^{22} см⁻³, разлетающуюся навстречу лазерным лучам со скоростью $300 \div 1000$ км/с. Далее ЛИ распространяется по плазме вплоть до слоя с критич. плотностью $n_{кр}$, связанной с длиной волны ЛИ λ соотношением

$$\lambda = 2\pi c \sqrt{\frac{m_e}{4\pi e^2 n_{кр}}} \approx \left(\frac{10^{21}}{n_{кр}}\right)^{1/2} \text{ мкм},$$

где m_e , e — масса и заряд электрона.

ЛИ взаимодействует с плазмой: преломляется, отражается, поглощается и рассеивается. Осн. механизмы поглощения: тормозное; резонансное, связанное с возбуждением плазменных колебаний вблизи $n_{кр}$ продольной (вдоль градиента плотности) компонентой электрич. поля ЛИ, возникающей при наклонном падении лазерного луча на мишень; аномальные (нелинейные, параметрические) процессы (напр., распад лазерного фотона на два плазмона).

Осн. виды рассеяния (и, следовательно, отражения) ЛИ — это вынужденное комбинационное рассеяние и *Мандельштама — Бриллюэна* рассеяние. Комptonовское рассеяние в «короне» мишени не существенно.

Для коротковолновых лазеров при $q \approx 10^{14}$ Вт/см² определяющим является тормозное поглощение; при $n_e < n_{кр}$ коэф. поглощения

$$\kappa \approx 1,7 \cdot 10^{-41} \cdot Z \cdot n_e^2 (1 \text{ кэВ}/T)^{3/2} (\lambda/1 \text{ мкм})^2 [\text{см}^{-1}].$$

С увеличением плотности потока роль тормозного поглощения падает (т. к. $T \sim q^{2/3}$) и возрастает значение резонансного поглощения.

Для длинноволновых лазеров практически во всём исследованном для целей ЛТС диапазоне потоков ЛИ определяющим является резонансное поглощение. В этом случае частота плазменных колебаний вблизи $n_{кр}$ находится в резонанс с частотой ЛИ, что приводит к существенному (в десятки раз) увеличению амплитуды электрич. поля плазменных колебаний, на к-ром происходит ускорение электронов. Т. о., область плазмы с плотностью $\sim n_{кр}$ является зоной поглощения излучения и генерации т. н. быстрых электронов. При резонансном поглощении поляризованного света в оптимальных условиях, определяемых углом наклона падающих лучей, поглощается ок. 50% падающего излучения. Спектр быстрых электронов приближённо имеет *Максвелла распределение*, их темп-ра $T_{б.э.}$ в ~ 10 раз выше темп-ры плазменных электронов и может быть определена с помощью интерполяционных ф-л:

$$T_{б.э.} = \begin{cases} 7,7 \cdot 10^{-10} (q\lambda^2)^{2/3} & \text{для } q\lambda^2 < 10^{15}; \\ 1,4 \cdot 10^{-3} (q\lambda^2)^{1/4} & \text{для } q\lambda^2 > 10^{15}. \end{cases}$$

Здесь q выражено в Вт/см², λ в мкм и T в кэВ.

Для длинноволновых лазеров, когда вся поглощённая энергия переходит в быстрые электроны, их количество $N_{б.э.}$, возникающее в единицу времени, может быть определено из равенства поглощённой лазерной мощности Q энергии рождающихся (в единицу времени) быстрых электронов: $Q = N_{б.э.} \cdot (3/2) T_{б.э.}$.

Экспериментально установлено, что доля поглощённой энергии при $q \approx 10^{14}$ Вт/см² и $\tau_{\text{лаз}} \approx 10^{-9}$ с составляет 0,25–0,9 для лазеров с длинами волн 10,6 — 0,26 мкм соответственно.

Дальнейший перенос энергии из зоны поглощения в более плотные слои мишени ($n_e \approx 10^{23}$ см⁻³) осуществляется электронами (электронная теплопроводность). Тепловой поток приводит к испарению и нагреву новых