

среды (рис. 4, б). (В среде с $\partial n/\partial T > 0$ пучок отклоняется в направлении потока.) Относительный вклад конвекции и термодиффузии в теплопередачу характеризуется числом Пекле: $\gamma = \rho c_p v/\kappa$. При малых числах Пекле

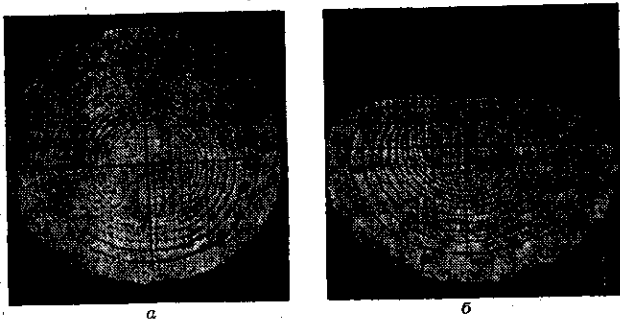


Рис. 4. Тепловая самодефокусировка пучка света аргонового лазера мощностью 60 мВт: а — после прохождения ячейки с неподвижным спиртом; б — отклонение пучка навстречу движущейся среде (стрелкой показано направление движения среды).

вклад конвективного теплопереноса незначителен и С. с. идёт практически так же, как и в неподвижной среде: центр пучка смещается на малый угол, пропорциональный скорости течения: $\theta_{\text{откл}} \propto \gamma \theta_{\text{пл}} \propto v$. Если скорость поперечной конвекции становится большой, то в выносе тепла из области пучка в направлении оси x осн. роль играет конвекция [член $v \partial T/\partial x$ в ур-нии (9)] и распределение темп-ры среды по поперечному сечению пучка становится несимметричным. В результате этого пучок смещается по оси x на угол $\theta_{\text{откл}} \propto \theta_{\text{пл}}/\gamma \propto v^{-1}$, κ -рый сравним или даже больше угла дефокусировки. Поперечное сечение пучка на расстоянии приобретает характерную серповидную форму (рис. 3).

Тепловая С. с. является одним из осн. эффектов в оптике атмосферы. Она ограничивает предельные возможности передачи большой энергии или мощности на большие расстояния с помощью волновых пучков. В то же время тепловая С. с. используется в нелинейной спектроскопии, в частности для измерения коэф. поглощения α , скорости движения среды v , коэф. теплопроводности κ на основе измерения зависимостей угл. расходимости $\theta_{\text{пл}}$, угла самоотклонения $\theta_{\text{откл}}$ от этих параметров α , v , κ и др.

Более сложный вид С. с. приобретает в твёрдых телах из-за появления термоупругих напряжений, наведённого двулучепреломления и т. д.

Лит.: А. К. Хитанов С. А., К. Хокхлюв Р. В., Сухогорилов А. П., Self-focusing, self-defocusing and self-modulation of laser beams, в кн.: Laser handbook, v. 2, Amst., 1972, p. 1151; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, 2 изд., М., 1990.

САМОДИФФУЗИЯ — частный случай диффузии в чистом веществе или растворе пост. состава, при к-рой диффундируют собств. частицы вещества. При С. атомы, участвующие в диффуз. движении, обладают одинаковыми хим. свойствами, но могут отличаться, напр., атомной массой, т. е. быть разными изотопами одного элемента. За процессом С. можно наблюдать, применяя радиоакт. изотопы или анализируя изотопный состав вещества на масс-спектрометре. Изменение изотопного состава в зависимости от времени описывается обычными ур-ниями диффузии, а скорость процесса характеризуется определ. коэф. диффузии. Диффуз. перемещение частиц твёрдого тела могут приводить к изменению его формы и др. явлениям, если на тело длительно действуют силы поверхностного натяжения, тяжести, упругие, электр. силы и др. При этом наблюдаются сращивание шлифованных образцов одного и того же вещества, спекание порошков, растяжение тел под действием подвешенного к ним груза (диффуз. ползучесть материалов) и т. д. Изучение кинетики этих процессов позволяет определить коэф. С. вещества.

Лит. см. при ст. Диффузия.

САМОИНДУКЦИЯ (явление) — наведение вихревых электр. полей в проводящих телах при изменении токов в этих же телах или их деформациях. Подробнее см. Электромагнитная индукция.

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ — эффект прохождения коротких мощных импульсов когерентного оптич. излучения без потерь энергии через среду, резонансно поглощающую непрерывное излучение или длинные импульсы. С. п. относится к когерентным резонансным эффектам: её наблюдение возможно только при условии, что длительность импульса ($\tau_i \ll \tau_r$) значительно меньше времён релаксации (для разреженных газов $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$ с, для конденсиров. сред $\sim 10^{-11} - 10^{-12}$ с). В этом случае релаксац. процессы не успевают нарушить фазовые соотношения между полем и нестационарным резонансным откликом вещества, вследствие чего энергия, поглощённая средой на переднем фронте импульса с достаточно высокой интенсивностью, может быть полностью возвращена импульсу на его заднем фронте за счёт процессов индуктирования. Тем самым С. п. принципиально отличается от просветления среды, связанного с некогерентным эффектом насыщения — выравниванием заселённости основного и возбуждённого состояний (см. Просветляющий эффект). Эффект С. п. был предсказан С. Л. МакКоллом (McCall S. L.) и Э. Ханом (E. Hahn) в 1965 и наблюдался ими в 1967.

Возможность проявления С. п. обусловлена колебат. характером динамики квантовых переходов в резонансном поле в отсутствие релаксации (т. е. в течение времени $< \tau_r$, см. Двухуровневая система). Частицы вещества, первоначально находившиеся в ниж. энергетич. состоянии $|a\rangle$, под действием импульса когерентного эл.-магн. излучения, частота к-рого ω совпадает с частотой перехода между квантовыми уровнями a и b , переходят в когерентную суперпозицию состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$, поглощая при этом часть энергии поля. Т. к. предположительно когерентность взаимодействия не нарушается релаксац. процессами (т. к. $\tau_i \ll \tau_r$), то в определ. момент частицы оказываются в верх. состоянии $|b\rangle$, а затем постепенно переходят в ниж. состояние $|a\rangle$, возвращая поля в процессе индуктированного излучения запасённую ранее энергию. Под действием последующих частей импульса процесс обмена энергией между полем и веществом повторяется. Если амплитуда и длительность импульса таковы, что по его окончании все резонансные частицы оказываются в исходном невозбуждённом состоянии, то такой импульс проходит через среду без потери своей энергии.

В оптически тонких средах влияние вещества на поле невелико: оно сказывается лишь в небольшом изменении формы импульса. В частности, возможно появление неглубокой амплитудной модуляции с частотой Раби, определяемой амплитудой импульса на входе в среду (см. Оптическая нутация).

Эффект С. п. возникает в оптически плотных средах, когда влияние вещества на поле значительно, и представляет собой один из возможных режимов когерентного распространения коротких импульсов в резонансных средах. Его простейшее описание основано на использовании волнового ур-ния для медленно меняющейся амплитуды электр. поля импульса $A(t, z)$ (полное поле $E = A \exp[-i(\omega t - kr)] + \text{к. с.}$) и ур-ний для матрицы плотности двухуровневой системы, записанных в предположении, что длительность импульса τ намного меньше времён продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации.

Режим прохождения импульса через резонансно поглощающую среду определяется его «площадью»

$$\theta(z) = \frac{2d_{ba}}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} A(z, t) dt,$$

где d_{ba} — матричный элемент электр. дипольного момента двухуровневой системы. Параметр $\theta(z)$ отра-