

САМОФОКУСИРОВКА СВЕТА. РОЛЬ КЕРР-ЭФФЕКТА И СТРИКЦИИ

Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер

Явление самофокусировки света, предсказанное в общей форме в [1] и подробно рассмотренное в [2,3], может быть связано с различными физическими причинами. (Первые сведения об экспериментальном наблюдении явления см [4]).

Согласно [3] наибольшее значение может иметь эффект Керра, т.е. ориентация молекул высокочастотным полем света и стрикция (изменение плотности вещества).

Предлагаемая заметка содержит анализ различия в наблюдаемых явлениях в этих двух случаях. Соответствующий эксперимент мог бы дать ответ на вопрос о том, какой эффект фактически играет главную роль.

В случае эффекта Керра, поскольку поле света имеет высокую частоту, эффект зависит не от дипольного момента молекулы, а от анизотропии ее поляризуемости, так как соответствующий момент силы пропорционален E^2 и не меняет знак.

Отсюда следует, что высокочастотный эффект Керра должен быть большим для таких симметричных молекул, как пара-дибромбензол или пара-динитробензол.

В случае света, распространяющегося по оси x и линейно поляризованного, с электрическим вектором, направленным по оси x , происходит ориентация (точнее "выстраивание") молекул по оси x .

Вещество становится двоякопреломляющим с тензором диэлектрической постоянной ϵ таким, что

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_0 + \beta E_x^2, \quad \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon_0 - \frac{1}{2} \beta E_x^2.$$

При этом происходит фокусировка как раз того линейного поляризованного света E_x , который вызвал выстраивание молекул, но смесь света с E_y дефокусируется.

Как отмечено в работе [5] безотносительно к самофокусировке, в этой ситуации свет, эллиптически поляризованный, будет подвергаться систематическому повороту осей эллипса. Рассмотрим свет, поляризованный по кругу или неполяризованный¹⁾.

Пусть $E_x^2 = E_y^2 = \frac{1}{2} E_0^2$.

Получим $\epsilon_{xx} = \epsilon_0 + \beta E_x^2 - \frac{1}{2} \beta E_y^2 = \epsilon_0 + \frac{1}{4} \beta E_0^2$

и аналогично для ϵ_{yy} . Значит, критическая энергия, необходимая для самофокусировки, в 4 раза больше в случае света, поляризованного по кругу по сравнению с линейно поляризованным светом (для эффекта Керра). Очевидно, что в случае стрижки два вида поляризации равноценны.

Экспериментальное сравнение порогов могло бы явиться способом выяснения ведущего механизма.

Выше рассматривалось газообразное или жидкое вещество с анизотропными молекулами. Исследование этого же вещества в кристаллическом состоянии с молекулами, выстроенными по решетке, дает прямые экспериментальные данные о предельных $\epsilon_{xx}^{(m)}$, $\epsilon_{yy}^{(m)}$, $\epsilon_{zz}^{(m)}$ при полном насыщении эффекта. Зная эти предельные значения, можно приближенно учесть эффект насыщения, по формулам типа

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_0 + \frac{\beta E_x^2}{1 + \beta E_x^2 / (\epsilon_{xx}^{(m)} - \epsilon_0)}.$$

Самофокусировка в оптически анизотропном кристалле должна обладать интересными особенностями в зависимости от ориентации оптических осей.

Любопытно, что существуют кристаллические вещества, у которых показатель преломления убывает при сжатии (к ним относятся алмаз и MgO). В таких кристаллах изменение плотности под действием поля также приводит к самофокусировке: хотя сам знак изменения плотности противоположный обычному, происходит расширение под действием световой волны.

Эффект Керра и стрикция приводят к существенно различным оценкам скорости прорастания канала самофокусировки D .

Приближенное рассмотрение прорастания канала проводим, считая что имеется резкая граница канала при $z_1 = z_0 + Dt$. При $z < z_1$ пучок света имеет постоянный радиус R , при $z > z_1$ свет распространяется в однородной среде.

По формулам теории дифракции пучок радиуса R имеет по выходе в однородную среду угол расходимости $\theta \sim \lambda/R$, так что интенсивность падает на характерной длине $L = R/\theta \sim R^2/\lambda$. Именно область $z_1 < z < z_1 + L$ определяет динамику прорастания: в этой области еще не установилась нелинейная добавка к диэлектрической постоянной, но уже есть поле того же порядка величины, что и в самофокусированном пучке. Такое поле достаточно, чтобы в статике создать нужное увеличение показателя преломления n .

Однако это изменение показателя преломления требует определенного времени τ (времени релаксации). По истечении времени τ граница области изменения n и ϵ передвинется на L , так что линейная скорость

$$D \sim L/\tau \sim R^2/\tau\lambda.$$

Время релаксации n и ϵ , т.е. τ , в случае эффекта Керра порядка $\tau_k \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ сек (см [3]). В случае стрикции порядок τ_c равен

R/a , где a - скорость звука. При $R \sim \lambda \sim 10^{-4}$ см, $a \sim 10^5$ см/сек это дает $\tau_c \sim 10^{-9}$ сек.

Таким образом, скорость D в случае стрижки должна быть значительно меньше, чем в случае эффекта Керра: $D_c \sim 10^5$ см/сек, $D_k \sim 10^7 - 10^8$ см/сек. Получение каналов заметной длины в коротких импульсах, по-видимому, свидетельствует о ведущей роли эффекта Керра. Это не исключает, однако, того, что за первичной фокусировкой пучка эффектом Керра на постоянном расстоянии порядка $D_k \tau_c \sim R^2/a\tau_k$ следует зона, в которой осуществляется стрижка.

Различна и зависимость D от R : $D_c \sim R$, $D_k \sim R^2$. Надо особо отметить, что рост D с ростом R указывает на необходимость самого тщательного рассмотрения динамики прорастания. Не ясно, не может ли такая зависимость D от R привести к ситуации типа центрированной волны разрежения в гидродинамике (в отличие от ситуации типа ударной волны, положенной выше в основу приближенного рассмотрения), при которой зоны с различными R распространяются с различной скоростью и режима типа $x = x_1 + Dt$ не существует. Заметим, что при учете конечности скорости света в среде - c' ($c' = c/\sqrt{\epsilon'}$), $L \sim R(1 - D/c')/\theta$ вместо $L \sim R/\theta$, так что $D/(1 - D/c') \sim R^2/\tau\lambda$ и $D \leq c'$ при $R \rightarrow \infty$.

Наконец, отметим любопытное следствие систематического изменения оптической длины в ходе самофокусировки.

Наблюдатель, принимающий свет с торца, должен принимать свет измененной частоты, т.е. должен наблюдать доплеровское смещение, зависящее от скорости D и от изменения показателя фокусировки.

В настоящее время проводится подробное теоретическое рассмотрение и экспериментальное исследование затронутых вопросов. Пользуемся случаем выразить благодарность Б.Я.Зельдовичу и Н.Ф.Пилипецкому, принимающим участие в этом комплексе работ, за ценные дискуссии.

Институт проблем механики

Академии наук СССР

140

Поступило в редакцию

20 декабря 1965 г.

Литература

- [1] Г.А.Аскарьян. ЭТФ, 42, 1567, 1962.
- [2] В.И.Таланов. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 7, 564, 1964.
- [3] R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
- [4] Н.Ф.Пилипецкий, А.Р.Рустамов. Письма ЭТФ, 2, 88, 1965.
- [5] P. D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage. Phys. Rev. Lett., 12, 507, 1964.

1) В случае лазерного излучения отсутствие поляризации, т.е. некогерентность, следует считать маловероятной.