

нелинейный эффект (см. также *Взаимодействие световых волн*).

Мелкомасштабные и крупномасштабные накапливающиеся продольные взаимодействия. Условия фазового синхронизма в оптике наиб. эффективно реализуются в двулучепреломляющих кристаллах. Имитация отсутствия дисперсии $\Delta k = k_2 - 2k_1 = (2\omega/c)[n(2\omega) - n(\omega)] = 0$ возможна, если волны основной частоты и гармоники поляризованы ортогонально (рис. 4,6). Пересечение поверхностей $n_e(2\omega)$ и $n_o(\omega)$ определяет конус направлений, вдоль к-рых $n_e(2\omega) = n_o(\omega)$. Пространственный масштаб накапливающегося продольного взаимодействия плоских гармонич. волн на частотах ω и 2ω , распространяющихся вдоль такого направления, $L_{\parallel} = \Delta k^{-1} \rightarrow \infty$. Однако неизбежно присутствующие временная и пространственная модуляции волны приводят к ограничению величины L_{\parallel} . Тем не менее и в этой ситуации продольные взаимодействия удаётся сделать крупномасштабными, если $L_{\parallel} > L_{\text{нл}} \approx \beta^{-1} \rho^{-1}(0)$. Здесь т. н. нелинейная длина $L_{\text{нл}}$ — характерное расстояние, на к-ром $> 50\%$ энергии осн. волны переходит в гармонику в условиях фазового синхронизма.

Крупномасштабные продольные взаимодействия удаётся реализовать в пучках мощных лазеров, макс. кнд удвоителей частоты достигают $\sim 80-90\%$. Если разность $n(2\omega) - n(\omega)$ определяется естеств. дисперсией среды, то $L_{\parallel} \approx \Delta n^{-1}$ не превышает 10^{-3} см и даже для световых полей, близких к пробойным, продольные взаимодействия остаются мелкомасштабными.

Управление поперечными взаимодействиями. Для эффектов, приводящих к нелинейному изменению угл. спектра, таких как самофокусировка и самодефокусировка, генерация диссипативных структур, пространственная бистабильность и мультистабильность, определяющую роль играет характерный масштаб поперечных взаимодействий L_{\perp} . Мелкомасштабные поперечные взаимодействия ($L_{\perp} \ll d$ — поперечного размера светового пучка) возникают за счёт дифракции («диффузии» лучевой амплитуды), диффузии частиц нелинейной среды. В системах с оптич. обратной связью, в нелинейных резонаторах с т. н. д в у м е р н о й обратной связью, используя относительно несложные преобразования светового поля, можно получить $L_{\perp} \approx d$ (см. раздел 7).

4. Сильные нелинейности, нелинейные материалы

Слабый эффект генерации 2-й оптич. гармоники был открыт в естеств. кристалле кварца. Получение кнд оптич. удвоителя частоты, достигающего десятков процентов, стало возможным только за счёт использования искусственно выращенных кристаллов, позволяющих реализовать условия синхронизма. Поэтому большая величина нелинейной восприимчивости — не единств. требование к эфф. нелинейному материалу. Обычно необходима совокупность таких свойств, как нелинейность, двулучепреломление, область прозрачности, оптич. прочность и т. п. Возможности варьирования величин квадратичной нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$, обусловленной быстрой электронной нелинейностью, относительно невелики. Анализ эксперим. данных позволяет сформулировать полуэмпирич. закономерности, связывающую спектральные компоненты квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$ с компонентами линейной восприимчивости $\chi^{(1)}$.

Оказывается:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \Delta_{ijk} \chi_{ij}^{(1)}(\omega_3) \chi_{jj}^{(1)}(\omega_1) \chi_{kk}^{(1)}(\omega_2), \quad (25)$$

где коэф. $\Delta_{ijk} \approx 10^{-6}$ СГС практически постоянны для широкого класса кристаллов. Согласно (25), оптич. материалы с высокими значениями линейного показателя преломления должны обладать и высокой квадратичной нелинейностью.

Наиб. значения $\chi^{(2)}$, полученные в кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ в видимом диапазоне ($\chi^{(2)} \approx 10^{-8}$

СГС) и в кристалле Те в ИК-диапазоне ($\chi^{(2)} \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ СГС) ещё в 1960-х гг., практически не были превзойдены и в 1980-х гг. (табл.). Это не свидетельствует, однако, об отсутствии прогресса в разработке материалов с квадратичной нелинейностью. Наиболее яркие достижения получены в разработке нелинейных кристаллов для преобразования широкоапертурных пучков импульсных лазеров для установок УТС и в разработке кристаллов для преобразования излучения с высокой ср. мощностью. Удвоитель частоты на кристалле калий — титанил фосфата (КТР) обладает кнд $\approx 60\%$ при средней мощности лазерного излучения ≈ 20 Вт.

Неорганические кристаллы для нелинейнооптических преобразователей

Кристалл	$\chi^{(2)}(2\omega) \cdot 10^6$ СГС	Область прозрачности, мкм
KDP(KH_2PO_4)	1,13	0,2—1,2
LiIO ₃	13,38	0,3—4,5
LiNbO ₃	13,86	0,4—4,5
Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅	17,45	0,4—4,5
КТР(KTiOPO_4)	15,54	0,35—4,0
ВВО($\beta\text{-BaWO}_4$)	3,25	0,195—3,5

Представление о диапазоне значений кубичной нелинейной восприимчивости в совр. нелинейных материалах даёт диаграмма рис. 3. Несмотря на разнообразие физ. механизмов нелинейности, можно чётко выделить неск. принципов, лежащих в основе поиска и разработки сильнонелинейных материалов.

Величина кубичной восприимчивости [ср. (11), (16)] определяется произведением трёх факторов — фактора, характеризующего величину матричных элементов (дипольных моментов), — $D^{(3)}$, вовлечённых в нелинейный процесс, их резонансного вклада $R^{(3)}$ и фактора локального поля $L^{(3)}$: $\chi^{(3)} \sim D^{(3)} R^{(3)} L^{(3)}$. Управление каждым из них приводит к значительным результатам в разработке материалов с кубичной нелинейностью.

Управлять фактором $D^{(3)}$ можно за счёт делокализации электронных состояний, ибо осн. вклад в линейную и нелинейную поляризуемости дают слабосвязанные электроны. Пример сильно делокализованных состояний — π -электроны в органич. молекулах с сопряжёнными связями. С увеличением числа сопряжённых связей — делокализацией электронов — в молекулах полимеров возрастает поляризуемость $\gamma^{(3)}$ (рис. 5).

Эфф. использование резонансов, описываемых фактором $R^{(3)}$ (рис. 2), приводит также к получению сильных кубичных нелинейностей (напр., вблизи экситонных резонансов в полупроводниковых сверхрешётках). Весьма разнообразны возможности увеличения

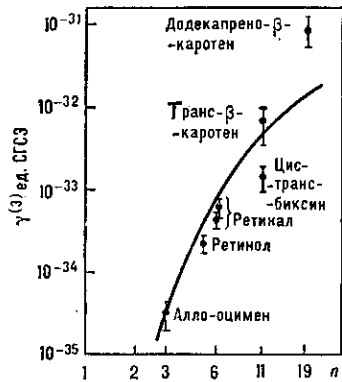


Рис. 5. Зависимость гиперполяризуемости $\gamma^{(3)}(3\omega)$ от числа двойных связей в молекулах полимеров; точки — эксперимент, сплошная линия — теория.

$\chi^{(3)}$ за счёт фактора локального поля. Здесь следует упомянуть легирование кристаллов и стёкол, использование кластерных систем, включая кластеры на границах раздела. На шероховатых поверхностях металлов и полупроводников действующее поле может возрастать, по крайней мере, на два порядка.