

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Материалы и механизмы записи динамических голограммических решёток.....	10
1.1. Фоторефрактивные кристаллы.....	11
1.1.1. Диффузионный механизм голограммической записи.....	13
1.1.2. Дрейфовый механизм голограммической записи.	16
1.1.3. Общий случай записи фазовой голограммической решётки в фоторефрактивном кристалле.....	17
1.1.4. Эффект насыщения ловушечных уровней.....	20
1.2. Голограммическая запись решёток в ниобате лития.....	22
1.2.1. Фотогальванический эффект в ниобате лития.....	24
1.2.2. Электрооптический эффект в ниобате лития.....	28
1.2.3. Зависимость амплитуды голограммической решётки от ориентации кристалла LiNbO_3	31
1.3. Голограммическая запись в титанате бария.....	35
1.3.1. Голограммические свойства титаната бария.....	35
1.3.2. Зависимость амплитуды решётки от ориентации кристалла BaTiO_3	37
1.4. Голограммическая запись в силленитах.....	38
1.4.1. Электрооптический эффект в силленитах.....	40
1.4.2. Продольный и поперечный электрооптический эффект в силленитах.....	41
1.4.3. Динамические голограммы в силленитах.....	46
1.5. Запись отражательных решёток в силленитах с использованием обратного флексоэлектрического эффекта.....	48
1.6. Волновые взаимодействия в динамических голограммических средах.....	54
Глава 2. Адаптивные голограммические интерферометры.....	57
2.1. Двухволновое взаимодействие и динамические голограммы.....	57
2.1.1. Рабочая точка интерферометра.....	58
2.1.2. Стабилизация интерферометра при помощи динамической голограммы.....	60
2.2. Голограммический интерферометр на двух- и трёхволновом взаимодействии в силленитах.....	62
2.2.1. Геометрия изотропной (без поворота плоскости поляризации) дифракции.....	65
2.2.2. Геометрия анизотропной (с поворотом плоскости поляризации) дифракции.....	68
2.3. Практическая реализация интерферометра на двух- и трёхволновом взаимодействии в силленитах.....	70
2.3.1. Абсолютная калибровка интерферометра.....	70
2.3.2. Особенности работы адаптивного голограммического интерферометра, режимы двух- и трёхволнового взаимодействия.....	71
2.3.3. Измерение малых механических колебаний адаптивным интерферометром.....	78
2.4. Адаптивный интерферометр для направленного детектирования лазерного ультразвука.....	81

2.4.1. Интерферометр для ненаправленного детектирования ультразвуковых волн.....	81
2.4.2. Интерферометр для направленного детектирования ультразвуковых волн.....	83
2.5. Адаптивный интерферометр с использованием BaTiO ₃	88
2.5.1. Линеаризация выхода интерферометра.....	89
2.5.2. Численный анализ работы интерферометра.....	91
2.5.3. Измерение давления света адаптивным интерферометром на BaTiO ₃	96
2.6. Исследование сил Казимира методами динамической голограммы.....	100
2.6.1. Что это такое – сила Казимира?.....	100
2.6.2. Экспериментальное исследование сил Казимира между макрообъектами.....	106
2.6.3. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов.....	106
Глава 3. Исследование материальных параметров фоторефрактивных кристаллов и высокоомных полупроводников.....	112
3.1. Волны пространственного заряда в силленитах и их дисперсионное соотношение.....	112
3.2. Способы оптического возбуждения волн пространственного заряда.....	115
3.2.1. Способ движущихся решёток.....	115
3.2.2. Способ переменного электрического поля.....	116
3.2.3. Способ осциллирующей решётки.....	117
3.3. Уравнение поля пространственного заряда.....	119
3.4. Дифракция света на тонкой голограмме в случае осцилляции во времени амплитуды голографической решётки.....	120
3.4.1. Экспериментальные исследования ВПЗ в силленитах.....	123
3.4.2. Основные итоги исследования волн пространственного заряда.....	129
3.5. Измерение концентрации ловушечных уровней в силленитах с помощью адаптивного голографического интерферометра.....	130
3.5.1. Экспериментальные методы и результаты.....	131
3.6. ВПЗ в высокоомных полупроводниках.....	137
3.6.1. Обычные и необычные волны перезарядки ловушек.....	137
3.6.2. Экспериментальные исследования ВПЗ в высокоомных полупроводниках.....	143
3.6.3. InP:Fe в «ортогональной» геометрии.....	144
3.6.4. GaAs:Cr в «ортогональной» геометрии.....	148
3.6.5. Эффект усиления ВПЗ в присутствии отрицательной дифференциальной проводимости в присутствии внешнего магнитного поля.....	154
3.6.6. GaAs:Cr и InP:Fe в «параллельной» геометрии.....	156
3.6.7. Ориентационные зависимости ВПЗ для GaAs:Cr.....	162
Список литературы.....	170

ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие Микро-Электро-Механических систем (Micro-Electro-Mechanical Systems, MEMS), а также активная разработка их следующего поколения – систем, чей характерный размер составляет десятки, или даже единицы нанометров – Нано-Электро-Механических Систем (NEMS), требует использования измерительных устройств, позволяющих надёжно измерять периодические перемещения материальной поверхности с амплитудой, составляющей доли нанометра [1]. Главные области применения МЭМС и НЭМС устройств – оптическая и мобильная связь, а также разнообразные датчики. Как было отмечено более тридцати лет назад [2, 3], с сокращением характерных размеров МЭМС до нанометров, в дополнение к электрическим силам существенную роль начинают играть силы Ван дер Ваальса [4] и Казимира [5]. Эти силы действуют между незаряженными поверхностями материала и становятся доминирующими на расстояниях от нескольких единиц нанометров до нескольких сотен нанометров соответственно. На ранней стадии совместное взаимодействие сил Казимира и упругих сил в устройствах МЭМС было изучено в работе [6]. Позже роль шероховатости поверхности и электростатических эффектов была изучена в [7, 8].

Роль совместного взаимодействия электростатических сил и взаимодействия Казимира на работу МЭМС, когда его подвижная часть «заскакивала» или «слипалась» с неподвижным электродом, впервые экспериментально была исследована в работах [9, 10]. Это явление получило название «втягивание», или «прилипание» (англ.: *pull-in, or stiction*).

Довольно быстро после этого было показано, что сила Казимира может не только нарушать работу МЭМС и НЭМС, но, что очень важно, она может быть использована для активации их работы вместо электрических сил [11, 12]. В итоге было создано оригинальное устройство, получившее название микромеханический осциллятор Казимира (англ.: *a micromechanical Casimir oscillator*) [11, 12]. В последующие несколько лет это устройство стало активно использоваться для точных измерений самих сил Казимира в задачах фундаментальной физики, а также для создания новых устройств МЭМС и НЭМС [13, 14]. В последние годы было проведено большое количество работ по точному измерению взаимодействия Казимира между гладкими поверхностями металлических [15–23] и полупроводниковых тестовых объектов [24–34]. Эти работы были выполнены с использованием атомно-силового микроскопа и микромеханического осциллятора.

В некоторых экспериментах были использованы тестовые объекты со структурированной или профилированной поверхностью (англ.: *structured*) [35–39]. Форма профиля была синусоидальной или прямоугольной. Всё это дало толчок для создания устройств, приводимых в действие силами Казимира. Роль

геометрии и диэлектрических свойств материалов в стабильности наноустройств с приводом на силе Казимира была проанализирована в работах [40–41]. Работа МЭМС под влиянием силы Казимира с учётом шероховатости поверхности и фазового перехода от аморфного состояния к кристаллическому была проанализирована в работах [42–44]. Силы Казимира, возникающие в кремневых микромеханических чипах, были экспериментально продемонстрированы в работах [45, 46]. В работе [47] был предложен метод управления механическим переключателем с помощью усиления силы Казимира, возникающего между тонкой мембраной из графена и тонкой мембраной из кремния.

Отметим, что измерение оптическими методами периодических деформаций поверхности макроскопических объектов, возникающих под действием силы Казимира, впервые было выполнено при помощи адаптивного голографического интерферометра в работах [48, 49].

Адаптивные голографические интерферометры (АГИ) на основе динамических фоторефрактивных сред являются мощным и эффективным орудием для измерения малых периодических перемещений поверхностей, а также для измерения малых периодических изменений фазы оптических сигналов. Другой важной особенностью АГИ является их относительно невысокая стоимость по сравнению с «обычными» оптическими интерферометрами, или атомно-силовыми микроскопами, и их возможность работать в условиях внешних механических вибраций и изменения температуры без использования каких-либо специальных мер по стабилизации.

Рассматриваемые здесь интерферометры успешно используются для широкого круга практических применений уже на протяжении нескольких десятков лет [50–52]. Главным элементом АГИ, который и обеспечивает адаптивные свойства интерферометра к внешним вибрациям, является фоточувствительная, или более точно, фоторефрактивная среда, в которой происходит запись динамической голограммы, выполняющей роль адаптивного светоделителя в интерферометре Маха — Цендера [53]. Не претендуя на абсолютную полноту приведенного ниже перечня, укажем лишь наиболее характерные фоторефрактивные материалы, используемые как для интерферометров, так и для более широкого использования для задач обработки изображений: титанат бария с различными допантами BaTiO_3 [51, 54, 55], фосфид индия InP [56], арсенид галлия GaAs [57, 58], теллурид кадмия CdTe [59, 60], кристаллы группы силленитов [61–63], фосфид галлия GaP [64].

Так, например, такие интерферометры были успешно использованы для прямого детектирования ультразвуковых волн в металле [51, 57, 58, 62], для измерения малых периодических механических перемещений и фазомодулированных оптических сигналов [56, 62, 65, 66]. Интересно отметить также тот факт, что при помощи АГИ были успешно исследованы материальные параметры самих фоторефрактивных кристаллов, которые представляют самостоятельный интерес для полупроводниковых технологий. Так, например, было исследовано влияние оптической активности и толщины кристалла на оп-

тическое усиление [67], проведено измерение фоторефрактивного фазового сдвига [68], исследованы волны перезарядки ловушек и их закон дисперсии [69, 70].

Несколько лет назад интерес к АГИ снова возрос. Это оказалось связано с бурным развитием микро- и наномеханических устройств, использующих в своей работе взаимодействие Казимира и давление света [65]. Возникла задача очень точного измерения колебаний элементов таких устройств. Помимо высокой точности измерений и устойчивости к внешним вибрациям, АГИ в этих задачах продемонстрировали ещё одно своё замечательное качество. Все микро- и наномеханические устройства в силу своей специфики чрезвычайно чувствительны к статическому электричеству. Из-за этого использование «обычных» датчиков, соединённых с измерительным устройством посредством гальванической связи, т. е. при помощи металлических проводов, приводит к нарушению нормальной работы таких устройств. В то же время АГИ позволяет производить измерения при помощи освещения объекта лучом лазера, что полностью исключает возникновение статических электрических зарядов или иных электромагнитных наводок.

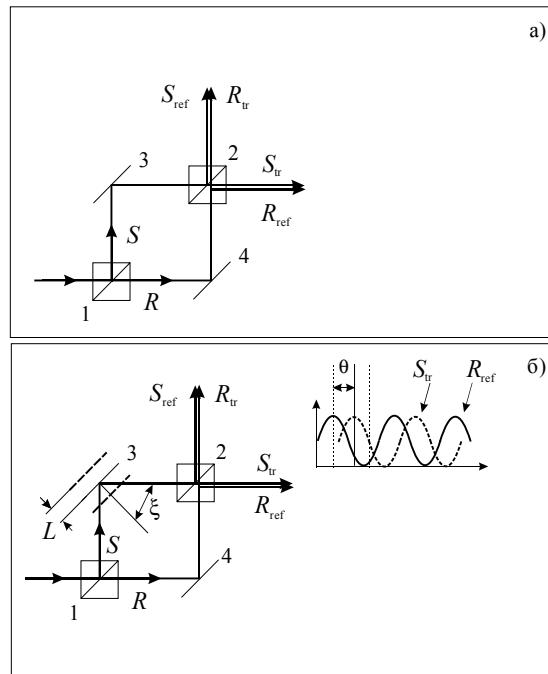


Рис. 1. Схема интерферометра Маха — Цендера: 1, 2 – светоделители, 3, 4 – зеркала;
а) схема с фиксированными зеркалами 3 и 4; б) схема с периодически перемещающимся зеркалом 3, амплитуда перемещения L ; θ – амплитуда фазовой модуляции; ξ – угол падения (отражения) луча S .

Практически все АГИ строятся по схемам, которые являются либо точной схемой интерферометра Маха — Цендера, либо являются её модификацией и, в конечном итоге, могут быть приведены именно к этой схеме интерферометра.

Рассмотрим классическую схему интерферометра Маха-Цендера (рис. 1,а). В простейшем случае такой интерферометр состоит из двух светоделителей (на рисунке обозначены 1 и 2), которые делят амплитуду падающей на них волн, например, в соотношении 50% на 50%, и двух обычных зеркал (3 и 4). Предположим, что на светоделитель 1 падает плоская монохроматическая волна. После светоделителя 1 она будет поделена на две волны: R и S . Теперь направим при помощи зеркал 3 и 4 обе эти волны на светоделитель 2 таким образом, что на его выходе будут распространяться две пары волн. В одном направлении будут распространяться половина амплитуды прошёдшей волны R_{tr} и половина амплитуды отраженной волны S_{ref} , в другом направлении — соответственно половина амплитуды прошёдшей волны S_{tr} и половина амплитуды отраженной волны R_{ref} . Сокращения tr и ref в данном случае указывают на прошёдший (*англ.: transmitted*) и отражённый (*англ.: reflected*) лучи. Очевидно, что между парами волн «прошёдшая — отражённая» возникнет интерференция. Их суммарная мощность будет зависеть от соотношения между фазами волн. Если волны находятся в фазе, то мощность будет максимальна. Если волны находятся в противофазе, то мощность будет минимальна. В идеальном случае результат интерференции двух волн, находящихся в противофазе, должен был бы быть равен нулю. Но в силу наличия шумов и неидеальности интерферометра абсолютного нуля достичь не удаётся. Именно это создаёт ограничения в достижении чувствительности интерферометра.

Теперь предположим, что мы можем перемещать одно из зеркал (например, 3) «туда и обратно» относительно его начального положения (рис. 1,б). Предположим, что перемещение происходит по гармоническому закону с частотой Ω . Перемещение зеркала на расстояние L приводит к изменению оптического пути в этом плече интерферометра на величину $2L$. Коэффициент 2 возникает здесь из-за того, что свет проходит этот дополнительный путь два раза: «туда и обратно». Изменение оптического пути приведёт к фазовой модуляции в волне S на величину

$$\theta = \frac{4\pi L}{\lambda} \cos \xi. \quad (1)$$

Здесь L — амплитуда периодического перемещения зеркала по нормали (в дальнейшем для упрощения будем называть амплитуда вибрации зеркала); ξ — угол падения луча на зеркало. Фазовая модуляция одного из лучей приведёт к амплитудной модуляции мощности света на выходе интерферометра. Если теперь на выходе интерферометра поставить фотоприёмник и подключить его к

осциллографу, то на экране осциллографа можно будет наблюдать сигнал в виде периодических изменений тока фотоприёмника на частоте Ω или 2Ω .

Проведём оценку потенциальной чувствительности такого интерферометра. Под «чувствительностью» здесь и далее будем понимать способность интерферометра измерять минимальную амплитуду периодических перемещений при достижении на выходе отношения сигнал – шум, равный 3. Предположим, что мы используем свет с длиной волны 532 нм (вторая гармоника Nd-YaG лазера). Пусть в исходном состоянии оба луча (прошедший и отражённый) находятся в фазе. Тогда в направлении распространения этих лучей мощность будет максимальна. Теперь начнём перемещать зеркало. Из формулы (1) мы можем вычислить, на какое расстояние L_{\max} надо переместить зеркало, чтобы разница фаз между лучами стала равной π . Для рассматриваемой геометрии угол $\xi = 45^\circ$. Отсюда находим расстояние $L_{\max} \approx 187$ нм. Это значит, что при перемещении зеркала на величину всего на 187 нм разница фаз между лучами станет равной π , лучи окажутся в противофазе, а выходной сигнал интерферометра изменится от своего максимального значения до нуля.

Теперь оценим минимальное значение L_{\min} , которое может быть измерено в таких условиях. Предположим, что отношение сигнал – шум для синфазного соотношения волн будет составлять порядка 1000 раз (что достаточно близко к реальной ситуации). Это значит, что потенциально мы можем уменьшить L_{\max} в соответствующее число раз, и при этом отношение сигнал – шум будет выше единицы, что позволит регистрировать сигнал. Следовательно, данная схема интерферометра потенциально позволяет регистрировать амплитуды периодических колебаний отражающей поверхности, составляющие примерно 0,2 нм. Как видим, потенциальная чувствительность оптических интерферометров высока, что и делает их привлекательными для исследователей. Высокая чувствительность имеет свою обратную сторону: для того чтобы достичь высокой чувствительности, необходимо обеспечить высокую механическую стабильность. Из рассмотренного выше примера следует, что любая внешняя механическая вибрация с амплитудой даже в несколько долей нанометров может вызвать паразитные изменения в оптических путях интерферометра, что в итоге полностью подавит полезный сигнал на выходе. Такие паразитные вибрации с гораздо большими амплитудами существуют везде, и с ними очень трудно бороться. Любое здание, любая экспериментальная или промышленная установка всегда оказываются подверженными внешним вибрациям. Для обеспечения такой высокой механической стабильности в «обычных» оптических интерферометрах используют специальные системы внешней стабилизации и виброизоляции, что приводит к их существенному удорожанию.

ГЛАВА 1

МАТЕРИАЛЫ И МЕХАНИЗМЫ ЗАПИСИ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЁТОК

Под голографической решёткой будем понимать дифракционную решётку, изготовленную голографическим способом, т. е. за счёт интерференции двух когерентных волн. Если при записи голограммы в качестве «объекта» используется обычное зеркало, то записанная голограмма представляет из себя голографическое зеркало.

В общем случае для записи голограмм можно использовать любой светочувствительный материал. Иногда в литературе используют термин «голографический материал», желая тем самым подчеркнуть его назначение именно для записи голограмм. Под «светочувствительным материалом» будем понимать материал, который под действием падающего на него света способен менять какую-нибудь из своих характеристик. В конечном итоге всё сводится к изменению показателя преломления n или коэффициента поглощения α материала. Особым случаем является запись голограмм при помощи рельефа поверхности, но он в рамках данного пособия не рассматривается.

Одним из первых голографических материалов были обычные фотографические пластиинки. В результате стандартного фотографического процесса голограмма, или интерференционная картина, была записана в виде модуляции степени покрнения мелкодисперсного серебра. Частицы мелкодисперсного серебра как раз и являются в данном случае фоточувствительными центрами, которые реагируют на свет.

По мере развития оптической голографии как науки произошло развитие целого прикладного направления, которое можно определить как *изобразительная голография*. Главная задача, решаемая в рамках данного направления, – это создание высококачественных голографических копий различных объектов. Здесь был достигнут определённый прогресс, в том числе и за счёт создания светочувствительных материалов, позволяющих записывать высококачественные голограммы и, что не менее важно, достаточно долго хранить эти голограммы без заметной потери качества. На сегодняшний день уже имеется целая серия прекрасных монографий, посвященных «обычным» голографическим материалам, ориентированных на изобразительную голографию.

Наша задача – рассмотрение оптических динамических голографических элементов – дифракционных (голографических) решёток, ориентированных в первую очередь на их использование в АГИ.

1.1. Фоторефрактивные кристаллы

Фоторефрактивный эффект, или эффект оптического повреждения, открытый Ашкиным в 1966 году [71], до сих пор является одним из наиболее широко используемых для записи фазовых голограмм, в том числе, динамических фазовых голограмм. Интересно отметить, что изначально этот эффект был классифицирован как паразитный – использовался термин оптическое повреждение (*англ.: optical damage*). Активное исследование фоторефрактивного эффекта в различных материалах происходило в 70–90-е годы 20-го века. Примерно с 2000 года началось его использование в практических приложениях.

Фоторефрактивные кристаллы относятся к классу светочувствительных реверсивных, или динамических материалов. Голограмма, или дифракционная решётка в виде периодического изменения показателя преломления, существует в них только во время освещения их интерференционной картиной. Иногда в литературе принято говорить о том, что такие среды допускают многократное (практически неограниченное) количество циклов запись – стирание, т.к. процесс записи голограммы связан исключительно с электронными процессами в кристалле.

На сегодняшний день список кристаллов, обладающих фоторефрактивным эффектом, превышает, вероятно, два десятка. С точки зрения практических применений к наиболее известным фоторефрактивным материалам можно отнести ниобат лития LiNbO_3 , титанат бария BaTiO_3 , силлениты силикат, германат и титанат висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

Фоторефрактивный эффект заключается в изменении показателя преломления материала под действием записывающего света. Обычно в литературе достаточно условно принято рассматривать следующие этапы фоторефрактивного эффекта [72, 151]:

- генерация фотоиндуцированных носителей электрического заряда под действием записывающего света в зону проводимости и последующий их захват на мелкие и глубокие ловушечные уровни (см. рис. 1.1);
- формирование поля пространственно-неоднородного заряда за счёт диффузии или дрейфа фотовозбуждённых носителей (см. рис. 1.2);
- наведение модуляции показателя преломления полем пространственно-неоднородного заряда за счёт линейного электрооптического эффекта;
- дифракция или самодифракция света на анизотропных решётках наведённого показателя преломления.

Отметим сразу, что для фоторефрактивного эффекта когерентные свойства записывающего света, вообще говоря, не имеют значения. Для оптической записи с использованием фоторефрактивного эффекта можно использовать как когерентный, так и некогерентный свет. Говоря о процессах фотогенерации носителей электрического заряда в зону проводимости, приходится констатировать, что на сегодняшний день не существует общепринятой физической моде-

ли этих процессов. В современной периодической научной литературе насчитываются несколько десятков (если не сотен!) публикаций, посвященных этой задаче. Обсуждение различных моделей и подходов к решению этой задачи является отдельной темой и выходит за рамки нашего изложения. Единственное, что можно смело утверждать, это то, что необходимым условием для процессов фотогенерации является наличие примесных центров (доноров) в запрещённой зоне кристалла, которые обеспечивают появление электронов при освещении, и их центров захвата – ловушек. Как показывает анализ литературы, довольно часто и донорами, и ловушками являются примеси ионов одного и того же элемента, но в различном ионном состоянии.

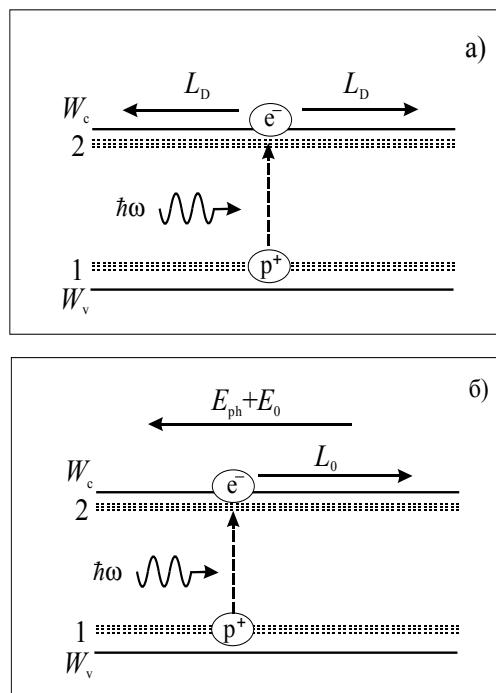


Рис. 1.1. Фоторефрактивный эффект. Фотогенерация носителей заряда (фотоэлектронов) в зону проводимости под действием света: W_c – зона проводимости; W_v – валентная зона; 1 – донорные уровни; 2 – ловушечные уровни; а) диффузионный механизм; L_D – диффузионная длина пробега фотоэлектрона в зоне проводимости; б) дрейфовый механизм; L_0 – дрейфовая длина пробега фотоэлектрона в зоне проводимости; E_0 – внешнее электрическое поле, обеспечивающее дрейфовый механизм; E_{ph} – фотогальваническое поле.

Так, например, считается, что ионы железа Fe^{+2} и Fe^{+3} как раз и являются теми фоточувствительными центрами, которые обеспечивают оптическую запись в LiNbO_3 , BaTiO_3 , KNbO_3 . При освещении кристалла светом из нужного

спектрального диапазона происходит поглощение света примесями Fe^{+2} , затем происходит ионизация иона с образованием пары $\text{Fe}^{+3} + e^-$, и возбуждённый фотоэлектрон передвигается (дрейфует или диффундирует) из освещенной области, пока не будет захвачен глубокой ловушкой, например, другим ионом Fe^{+3} , находящимся в неосвещённой части кристалла.

Характерные значения энергии фотовозбуждения ионов Fe^{+2} составляют 3,2...3,1 эВ для LiNbO_3 и KNbO_3 , что и обеспечивает светочувствительность в сине-зелёной области спектра. Концентрация ионов Fe^{+2} и Fe^{+3} может варьироваться в широких пределах от 10^{16} до 10^{19} см^{-3} .

Для широко используемых в практических применениях кристаллов типа силленитов однозначные представления о фотоактивных центрах на сегодняшний день отсутствуют.

Рассмотрим следующий этап фоторефрактивного эффекта: формирование поля пространственно-неоднородного заряда. Различают два основных механизма переноса фотовозбуждённых носителей: диффузионный и дрейфовый. Для примера будем рассматривать запись простой интерференционной картины двух плоских волн (см. рис. 1.2):

$$I(x) = I_0(1 + m \cos K_g x), \quad (1.1)$$

$$I_0 = I_R + I_S, \quad m = 2 \frac{\sqrt{I_R I_S}}{I_0}.$$

Здесь I_R, I_S – интенсивности записывающих лучей; m – контраст интерференционной картины, K_g – волновой вектор решётки. В направлениях u и z интенсивность света предполагается однородной. Поскольку в линейном светочувствительном материале любое пространственное распределение интенсивности можно представить как суперпозицию синусоидальных решёток, результаты, полученные при рассмотрении этой упрощённой картины, будут справедливы и для голограмм сложных объектов. В освещённых местах кристалла происходит фотогенерация электронов в зону проводимости. В этих местах концентрация фотоэлектронов значительно превышает концентрацию фотоэлектронов в неосвещённых местах. Далее возможны два основных механизма переноса фотовозбуждённого заряда.

1.1.1. Диффузионный механизм голографической записи

Будем следовать изложению механизмов переноса фотовозбуждённого заряда, приведённого в [70, 72]. При диффузионном механизме записи часть фотовозбуждённых электронов диффундирует вправо, другая часть – влево, т. е. из освещённого участка, где их концентрация выше, в направлении неосвещённой области.

вещённых областей, где их концентрация ниже (рис. 1.2, а). Происходит процесс, называемый в литературе пространственным разделением заряда. В результате возникают три решетки зарядов.

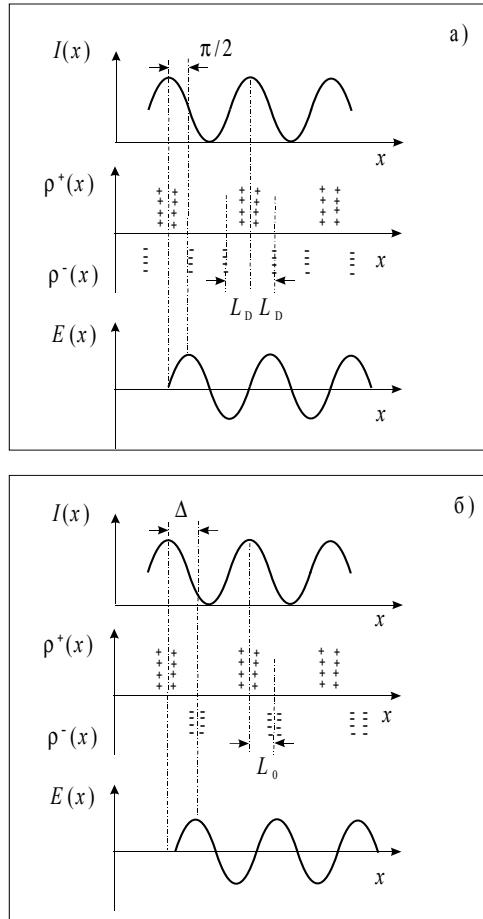


Рис. 1.2. Фоторефрактивный эффект. Формирование поля пространственно-неоднородного заряда $E(x)$: а) диффузионный механизм; б) дрейфовый механизм.

Первая: решётка положительно заряженных доноров с плотностью заряда:

$$\rho^+(x) = \rho(1 + \cos K_x x), \quad (1.2)$$

где

$$\rho = \frac{emI_0\tau_{ex}\beta}{\hbar\omega}\alpha.$$

Здесь e – заряд электрона, β – квантовая эффективность переходов, τ_{ex} – время экспозиции, α – коэффициент поглощения света, $\hbar\omega$ – энергия квантов записывающего света.

И две другие – это решетки отрицательно заряженных ловушек с плотностью заряда:

$$\rho_1^-(x) = -\frac{1}{2}\rho(1 + \cos[K_x(x + L_D)]) + 1, \quad (1.3)$$

$$\rho_2^-(x) = -\frac{1}{2}\rho(1 + \cos[K_x(x - L_D)]) + 1.$$

Здесь L_D – диффузационная длина, т. е. то усреднённое характерное расстояние, которое проходят электроны от точки возбуждения до точки захвата.

Пространственное разделение заряда приводит к возникновению пространственно-неоднородного электрического поля. В литературе это поле называется полем пространственного заряда или полем решётки и обозначается E_{SC} (англ.: *space charge field*).

Поле пространственного заряда $E_{SC}(x)$, образуемое тремя решётками, находится в соответствии с уравнением Пуассона

$$Div\vec{E}(x) = \frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0},$$

где $\rho(x) = \rho^+(x) + \rho_1^-(x) + \rho_2^-(x)$. Выражение для поля решётки при диффузионном механизме записи в общем случае имеет вид

$$E_{SC}(x) = \frac{\rho(1 - \cos K_x L_D) \sin K_x x}{\epsilon\epsilon_0 K_x}. \quad (1.4)$$

Здесь ϵ – диэлектрическая постоянная кристалла. В частном случае, когда длина диффузии L_D мала так, что выполняется условие $K_x L_D \ll 1$, что довольно часто встречается в фотопрефрактивных материалах,

$$E_{SC}(x) = \frac{\rho L_D^2 K_x}{2\epsilon\epsilon_0} \sin K_x x. \quad (1.5)$$

Из рассмотрения (1.5) можно сделать два важных заключения. Первое: поле решётки в случае диффузионного механизма записи сдвинуто на $\pi/2$ по

отношению к интерференционной картине (функция $\cos K_x x$ перешла в $\sin K_x x$). Второе: сопоставляя (1.2) и (1.5), можно заметить, что скорость формирования поля решётки тем быстрее, чем больше L_D и меньше ϵ .

С увеличением экспозиции поле пространственного заряда увеличивается и начинает препятствовать диффузионному движению электронов. В итоге наступает такой момент, когда дальнейший рост амплитуды решётки заряда и поля прекращается и наступает стационарный режим – состояние, при котором, несмотря на наличие записывающего света, дальнейшего роста амплитуды поля решётки не происходит. Это возникает тогда, когда поле решётки полностью компенсирует так называемое диффузионное поле $E_D = \frac{kT}{e} K_g$. Как видно, E_D обусловлено лишь термодинамическими параметрами. Это значит, оно и, следовательно, поле решётки E_{SC} в стационарном режиме не зависят от диффузионной длины и диэлектрической проницаемости кристалла. В стационарном режиме $|E_{SC}| = |E_D|$. В этом случае выражение для поля решётки:

$$E_{SC}(x) = mE_D \frac{\sin K_g x}{\Gamma + m \cos K_g x}. \quad (1.6)$$

В линейном приближении, когда контраст интерференционной картины $m \ll 1$, выражение (1.6) может быть записано в следующем виде:

$$E_{SC}(x) \approx mE_D \sin K_g x. \quad (1.7)$$

В стационарном режиме, зная E_D , можно оценить E_{SC} . Так, например, для $T = 300$ К, $K_g/2\pi = 10^3$ мм⁻³, величина амплитуды поля решётки составляет примерно 1,6 кВ/см.

1.1.2. Дрейфовый механизм голограмической записи

В отличие от диффузионного механизма, при дрейфовом механизме записи движение фотоэлектронов происходит за счёт приложенного внешнего или внутреннего однородного электрического поля. Для сегнетоэлектриков, к которым относятся фоторефрактивные кристаллы, таким внутренним полем является фотовольтаическое поле. Подробно природа этого явления будет рассмотрена ниже. Сейчас лишь отметим что, например, для ниобата лития величина фотовольтаического поля может достигать $10^4 \dots 10^5$ В/см.

На начальном этапе записи, когда поле решётки еще не влияет на движение электронов, его можно описать следующим выражением:

Конец ознакомительного фрагмента.
Приобрести книгу можно
в интернет-магазине
«Электронный универс»
e-Univers.ru