

535  
5788

АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР  
УЧЕНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ  
ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

На правах рукописи

Б.В.БОКУТЬ

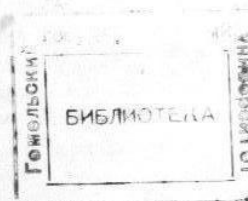
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ОПТИЧЕСКИ  
АКТИВНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ

(ОГ.044 - оптика)

Диссертация на русском языке

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук



Минск - 1972

КНИГА ДОЛЖНА БЫТЬ  
ВОЗВРАЩЕНА НЕ ПОЗЖЕ  
УКАЗАННОГО ЗДЕСЬ СРОКА

Количество предыдущих выдач \_\_\_\_\_

Работа выполнена в ордена Трудового Красного Знамени Институте физики АН БССР.

Официальные оппоненты - доктор физико-математических наук, профессор С.А. АХМАНОВ (МГУ им. М.В. Ломоносова),  
доктор физико-математических наук, член-корреспондент АН УССР, профессор М.С. БРОДИН (Институт физики АН УССР),  
доктор физико-математических наук, профессор А.Ф. ЛУБЧЕНКО (Институт ядерных исследований АН УССР).

Оппонирующая организация - Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова АН СССР.

Защита состоится " " \_\_\_\_\_ 1972 года на заседании Ученого Совета по физике Отделения физико-математических наук АН БССР.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке АН БССР.

Отзывы просим направлять по адресу: 220602, Минск, ГСП, Ленинский проспект, 70, Институт физики АН БССР. Ученому секретарю Совета.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1972 года.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

*Петров*

КАНД. ФИЗ.-МАТ. НАУК  
/Н.С. ПЕТРОВ/

Оптической активностью принято называть способность среды вращать плоскость поляризации проходящего через нее линейно поляризованного света. До недавнего времени существовало мнение, что явление оптической активности обязательно связано с энантиоморфизмом. В немалой степени этому способствовало отсутствие экспериментальных данных по вращению плоскости поляризации в неэнантиоморфных кристаллах. При таком подходе не было четкой и полной классификации кристаллов по отношению к оптической активности.

С точки зрения теории электромагнитного поля наиболее правильно классифицировать различные среды по виду характерных для них уравнений связи. Для оптически активных сред было сделано необоснованное отступление от этого общего правила. Поэтому одноосные кристаллы планальных классов  $3m$ ,  $4mm$ ,  $6mm$  не вошли в классификацию как оптически активные среды. В то же время инверсионные кристаллы классов  $\bar{4}$ ,  $\bar{4}2m$  и двуосные кристаллы классов  $2mm$  и  $m$ , у которых плоскость оптических осей совпадает с плоскостью симметрии, относят к оптически активным, хотя и те и другие не вращают плоскость поляризации света, распространяющегося в направлении оптической оси.

Согласно Ф.И. Федорову, к оптически активным кристаллам следует относить все кристаллы, симметрия которых допускает существование в материальных уравнениях ненулевых тензоров, связывающих электрическую и магнитную индукции с градиентами соответствующих напряженностей. В соответствии с данным определением из 32 классов кристаллов свойством оптической активности могут обладать 18 классов, а не 15, как считалось ранее (три дополнительные класса кристаллов относятся к одноосным планальным). Отсюда также следует, что вращение плоскости поляризации является весьма частным свойством кристаллов, определяемых как оптически активные. При произвольном направлении волновой нормали в двухпредомляющих кристаллах оптическая активность проявляется в виде эллиптической поляризации распространяющихся внутри кристалла или отраженных от него электромагнитных волн.

Несмотря на большое количество публикаций по оптической активности, феноменологическая теория этого явления еще далека от завершения и содержит ряд нерешенных проблем. В частности, существующие теории оптической активности испытывают затруднения при удовлетворении закона сохранения момента импульса свободного электромагнитного поля и закона сохранения энергии при отражении и преломлении электромагнитных волн на границе раздела активных сред; по существу не разработаны методы определения параметров оптической активности кристаллов; не исследовано поперомоторное действие поляризованного излучения на такие кристаллы; не изучались вопросы, связанные с электродинамикой движущихся оптически активных кристаллов и т.д. В последнее время сюда добавились проблемы, связанные с нелинейной оптикой. В особенности это относится к изучению закономерностей распространения излучения оптических квантовых генераторов (ОКГ) в оптически активных кристаллах. Известно, что интенсивность современных ОКГ достигает огромных величин. В силу этого законы распространения такого мощного излучения в различных средах могут существенно отличаться от закономерностей распространения слабых сигналов. Сильные электромагнитные поля ОКГ могут изменить параметры, характеризующие оптическую активность кристаллов, вызвать нелинейное вращение плоскости поляризации кристаллами, неактивными в линейном приближении, оказать вращающее действие поля на кристаллы (нелинейный эффект Садовского) и т.д.

Данная диссертационная работа посвящена изучению основных закономерностей распространения излучения в оптически активных линейных и нелинейных кристаллах, разработке методов определения оптических параметров таких сред, повышению эффективности удвоения и смещения частот электромагнитных волн на нелинейных кристаллах, выводу основных соотношений электродинамики движущихся оптически активных нелинейных сред, поперомоторному действию поляризованного излучения на рассматриваемые кристаллы.

Актуальность изучения этих вопросов обусловлена прежде всего запросами практики по созданию высокоэффективных преобразователей частот и их плавной перестройке, по управлению поляризацией и излучения ОКГ. Существенным также является получение максимальной информации о свойствах оптически активных линей-

ных и нелинейных сред, необходимых для оптики, биологии, стереохимии и препаративной химии.

Диссертация состоит из введения, где приводится также краткое изложение основ ковариантных методов в кристаллооптике, одиннадцати оригинальных глав, кратких выводов и библиографического указателя.

В первых пяти главах рассматриваются уравнения связи для электромагнитного поля в линейных оптически активных анизотропных средах и решаются задачи о распространении, отражении и преломлении электромагнитных волн такими кристаллами.

Обычное феноменологическое описание явления оптической активности в макроскопической электродинамике достигается путем введения в уравнения связи между индукциями и напряженностями членов, линейно зависящих от пространственных производных поля. В работе показано, что требование выполнения закона сохранения энергии свободного электромагнитного поля в рассматриваемых средах накладывает определенные ограничения на уравнения связи, которые можно представить в виде

$$\underline{D} = \epsilon \underline{E} + \alpha \text{rot} \underline{E}, \quad \underline{B} = \mu \underline{H} + \beta \text{rot} \underline{H}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  - псевдотензоры электрической и магнитной оптической активности связаны между собой соотношением

$$\alpha \mu = (\beta \epsilon)^{\dagger}. \quad (2)$$

Знак "+" означает эрмитовское сопряжение. Полученные уравнения связи характеризуются единственным псевдотензором второго ранга, который определяет и электрическую и магнитную части оптической активности. При использовании этих уравнений связи вектор плотности потока энергии принимает вид  $c[\underline{E} \underline{H}]/4\pi$ . Кроме того, из уравнений связи (1) и уравнений Максвелла следуют обычные граничные условия для напряженностей полей и индукций, а также выполняется непрерывность нормальных составляющих векторов Умова-Пойнтинга на границе раздела двух различных оптически активных кристаллов.



В работе установлена взаимосвязь между различными формулировками уравнений связи и уравнений поля для оптически активных сред. Показано, что в уравнение связи, полученное Борнсом на основании динамической теории кристаллической решетки, должен входить не обычный вектор электрической индукции  $\underline{D}$  (1), а переопределенный вектор индукции

$$\underline{D}' = \varepsilon \underline{E} + [\gamma \nabla, \underline{E}], \quad (3)$$

где  $\gamma = \alpha_c - \tilde{\alpha}$ , индексо "с" означает след псевдотензора  $\alpha$ . При использовании такого вектора электрической индукции в уравнениях поля должен фигурировать также переопределенный вектор напряженности магнитного поля  $\underline{H}' = \mu' \underline{B}$ . Оперирование с переопределенными индукциями и полями приводит к новым граничным условиям, которые отличаются от обычных тем, что тангенциальные составляющие вектора  $\underline{H}'$  и нормальные составляющие вектора  $\underline{D}'$  терпят разрыв на границе раздела двух оптически активных сред. Этим самым показано, что источником ряда затруднений в электродинамике оптически активных сред являлось использование некорректных граничных условий. Поэтому использование уравнения связи (3) и обычных граничных условий приводило к таким решениям граничной задачи, для которых не выполняются баланс плотности потоков энергии на границе раздела оптически активной и неактивной сред. Это же существенно сказывается и на характере поляризации отраженной волны, а также прошедшей волны при значительной анизотропии кристалла.

Рассмотрены другие формулировки уравнений связи и уравнений поля, как результат переопределения, например, электрической напряженности и магнитной индукции. Однако в последнем случае переопределенные векторы напряженности электрического поля и магнитной индукции теряют свой первоначальный физический смысл.

Для дальнейшая теория оптической активности строится на использовании полученных уравнений связи (1) и (2).

Для кристалла произвольной симметрии с учетом магнитной анизотропии получено основное уравнение кристаллооптики - уравнение нормалей, биквадратное относительно показателя преломле-

ния. Без учета связи между тензорами электрической и магнитной активности (2) это уравнение оказывается уравнением третьей степени относительно квадрата показателя преломления, что приводит к явлению трипреломления в активных кристаллах, которое до сих пор не наблюдалось. Развиваемый в данной работе феноменологический подход отрицает существование явления трипреломления в оптически активных прозрачных кристаллах.

Особое внимание уделено изучению состояния поляризации электромагнитных волн в рассматриваемых кристаллах. На основе ковариантных формулировок состояний поляризации Ф.И.Федорова получено общее выражение для эллиптичности волн, распространяющихся в активном кристалле произвольной симметрии. С помощью этого выражения проанализирована поляризация волн, распространяющихся в направлении оптических осей. Показано, что вдоль оптических осей двусосных кристаллов, вопреки существующему мнению, в общем случае распространяются эллиптически поляризованные волны. Получены условия, налагаемые на параметры кристалла, при выполнении которых вектор магнитного поля волны, распространяющейся вдоль оптических осей, может быть круговым. В то же время электрический вектор волны всегда остается эллиптическим, эллиптичность которого зависит от анизотропии кристалла и мало отличается от единицы. Исключение составляют кристаллы классов  $2mm$  и  $m$ , у которых плоскость оптических осей параллельна плоскости симметрии. В этом случае распространяющиеся вдоль осей излучение имеет поляризацию падающего на кристалл излучения.

Определены условия, налагаемые на компоненты тензоров оптической активности и диэлектрической проницаемости, при выполнении которых вдоль оптических осей двусосных кристаллов может распространяться волна той поляризации, которую имеет падающая волна.

В одноосных кристаллах, за исключением кристаллов классов  $3m$ ,  $4mm$ ,  $6mm$ ,  $42m$  и  $4$ , все векторы поля волны, распространяющейся вдоль оптической оси, являются круговыми. Отсюда следует принципиальное различие между оптическими осями одноосных и двусосных активных кристаллов по состоянию поляризации распространяющихся вдоль них волн.

Для всех кристаллов определены направления волновых нормалей, вдоль которых распространяющиеся волны будут иметь линейную поляризацию. В общем случае совокупность этих направлений образует коническую поверхность, которая при определенных соотношениях между параметрами активности может вырождаться в плоскости или прямые.

На основе корректной формулировки феноменологической теории естественной оптической активности решена задача об отражении и преломлении плоских электромагнитных волн полубесконечным оптически активным кристаллом произвольной симметрии, который граничит с оптически изотропной неактивной средой. Ковариантный метод расчета, который последовательно используется во всей работе, позволил сравнительно легко провести анализ состояний поляризации отраженной волны и предложить метод определения компонент тензора оптической активности. Этот метод является, по существу, единственным методом определения компонент тензора активности, входящих в его антисимметричную часть. Особое внимание уделено выяснению экспериментальных возможностей определения параметров активности одноосных планальных кристаллов, которые до работ Ф.И.Федорова не считались оптически активными, а также одноосных инверсионных и двуосных планальных кристаллов. Суть метода заключается в следующем: волна, линейно поляризованная в плоскости падения или перпендикулярно к ней, отражаясь от активного кристалла, ориентированного определенным образом, приобретает эллиптическую поляризацию; подбором иммерсионной жидкости с определенным показателем преломления, граничащей с кристаллом, можно добиться того, что эллиптичность отраженной волны будет близка к единице (почти круговая поляризация). По измерению эллиптичности отраженной волны, угла падения и показателя преломления можно вычислить параметр оптической активности, а по направлению обращения эллипса поляризации - знак этого параметра.

Заметим, что ни полное отражение от прозрачного неактивного кристалла, ни отражение от поглощающего кристалла не может привести к подобному изменению поляризации отраженной волны. В случае двуосных кристаллов необходимы два измерения эллиптичности отраженной волны - когда плоскость падения совпадает с плоскостью оптических осей и когда эта плоскость перпенди-

кулярна плоскости оптических осей. Помимо измерения эллиптичности отраженной волны, на эксперименте можно измерять азимут колебаний большой оси эллипса отраженной волны, который также оказывается пропорциональным параметрам оптической активности.

Следует подчеркнуть, что постановка предложенного в работе эксперимента по определению параметра активности одноосного планального кристалла позволит подтвердить существование связи между тензорами электрической и магнитной активности (2), полученной из закона сохранения энергии электромагнитного поля, и этим самым неправомочность использования уравнения связи (3) вместе с обычными граничными условиями.

В пятой главе решена задача о прохождении плоской электромагнитной волны через плоскопараллельную оптически активную анизотропную пластинку и на основании этого решения предложен метод определения параметров активности по измерению поляризации прошедшей волны. Рассмотрены два случая поляризации волн в кристалле, когда эллиптичность распространяющихся волн мало отличается от единицы и когда она мала по сравнению с единицей. Для всех классов двуосных активных кристаллов определен скаляр  $n_Q$  ( $n$  - единичный вектор волновой нормали,  $Q = \kappa n ((\epsilon^{\prime}_{ij})_c - \epsilon^{\prime}_{ij}) n$  - вектор гирации), как функция азимута колебаний большой оси эллипса поляризации или эллиптичности прошедшей волны, что позволяет наиболее удобным образом выбрать направления волновых нормалей для определения тех или иных параметров оптической активности. По измеренным азимуту или эллиптичности прошедшей волны можно по отдельности определить все компоненты симметричной части тензора оптической активности. Сочетание обоих предложенных методов позволяет определить все компоненты тензора оптической активности произвольного кристалла.

Эти методы определения параметров активности развиваются также в Институте кристаллографии АН СССР Б.Н.Гречушниковым, Р.Н.Ивановым и А.Ф.Константиновой. Ими измерены оба параметра активности кварца (класс 32) и один из параметров кристалла тригидроселенита аммония (класс 222). Подчеркиваем, что в настоящее время все параметры активности измерены только для трех кристаллов - кварца,  $AgGaS_2$  (класс  $\bar{4}2m$ ) и  $CdGa_2S_4$  (класс  $\bar{4}$ ). В этой связи разработка методов определения всех компонент тен-

зора оптической активности представляет несомненный интерес.

Корректная формулировка феноменологической теории распространения электромагнитных волн в оптически активных нелинейных анизотропных средах может быть дана при учете требований, накладываемых на уравнения связи законом сохранения энергии электромагнитного поля. В работе показано, что эти требования приводят к уравнениям связи следующего вида

$$\begin{aligned} D_i &= \epsilon_{ij} E_j - \frac{1}{c} \alpha_{ij} \dot{B}_j - \frac{1}{c} \nu_{ijk} E_j \dot{B}_k - \\ &\quad - \frac{1}{c} \tau_{ijke} E_j E_k \dot{B}_e + \chi_{ijk} E_j E_k + \theta_{ijke} E_j E_k E_e, \quad (4) \\ H_i &= \mu_{ij}^{-1} \dot{B}_j - \frac{1}{c} \alpha_{ji} \dot{E}_j - \frac{1}{c} \nu_{kji} E_j \dot{E}_k - \\ &\quad - \frac{1}{c} \tau_{ejki} E_j E_k \dot{E}_e, \end{aligned}$$

где  $\nu_{ijk}$  и  $\tau_{ijke}$  — псевдотензоры нелинейной оптической активности соответственно первого и второго порядков,  $\chi_{ijk}$  и  $\theta_{ijke}$  — тензоры нелинейных восприимчивостей третьего и четвертого рангов. Для удовлетворения закону сохранения энергии решающее значение имеет наличие в  $H_i$  (4) двух последних членов, связанных с магнитной нелинейной активностью.

В шестой-восьмой главах работы рассматривается нелинейная среда без учета эффектов линейной и нелинейной оптической активности, т.е. в (4) тензоры  $\alpha_{ij}$ ,  $\nu_{ijk}$ ,  $\tau_{ijke}$  предполагаются равными нулю.

В ковариантной форме получено решение неоднородного волнового уравнения в приближении заданного поля с учетом анизотропии нелинейной среды, поляризации взаимодействующих волн и граничных условий, которое справедливо вблизи и в направлении фазового согласования. Установлены наиболее эффективные способы генерации суммарной, разностной и удвоенной частот в зависимости от поляризации взаимодействующих волн во всех нелинейных одноосных и двуосных кристаллах. На этом основании предложен метод определения компонент тензора нелинейной восприимчивости по поляризации взаимодействующих волн в кристаллах.

Показано, что при взаимодействии различно поляризованных волн основного излучения в нелинейном кристалле отклонение от направления фазового согласования менее критично, чем при взаимодействии одинаково поляризованных волн. Это связано с тем, что в первом случае волновая поверхность возбужденной волны нелинейной поляризации, не являясь эллипсоидом вращения, пересекается под меньшим углом с волновой поверхностью преобразованной волны, чем во втором случае. Преимущество взаимодействия различно поляризованных волн в кристаллах можно использовать в преобразователях частоты, при длительной работе которых затруднена юстировка всей оптической системы.

Установлена возможность существования эффекта оптического выпрямления, который является результатом возбуждения в кристалле нелинейной поляризации, постоянной во времени, но переменной в пространстве. Описаны экспериментальные условия наблюдения этого эффекта.

Теоретическое исследование процесса частотного преобразования излучения ОКТ обычно проводится на модели бесконечного или полубесконечного кристалла. Как и в линейном случае, такой расчет является заведомо нестрогим. В работе решена граничная задача о генерации второй оптической гармоники в нелинейном кристалле произвольной симметрии, который представляет собой плоскопараллельную пластинку, с учетом отражения излучения на основной частоте от нижней грани пластинки. Рассмотрены частные случаи полученного решения применительно к кристаллу *KDP*, когда выполняются условия фазового согласования при *ооо* и *оое* взаимодействиях волн в кристалле. Проанализированы условия, когда "отраженная" волна второй гармоники не должна наблюдаться и когда амплитуда ее может быть максимальной.

Развитие экспериментальных исследований по нелинейной оптике позволило наблюдать эффекты, для объяснения которых необходимо более полно учитывать свойства преобразуемого излучения и оптических характеристик кристалла. Среди различных методов, на основе которых проводится такой учет, заслуживает внимания классический метод функции Грина, широко используемый для изучения взаимодействий в современной физике. В работе метод тензорной функции Грина применяется для описания преобразования



частот фокусированных пучков излучения. Установлена зависимость мощности преобразованного пучка от поляризаций взаимодействующих пучков света, их расходимостей, анизотропии и толщины нелинейного кристалла. Данные расчета качественно подтверждены проведенными экспериментами. В частности, показано, что при заданных расходимостях взаимодействующих пучков можно указать такую толщину данного нелинейного кристалла, при которой  $oee$  способ преобразования по эффективности равен  $oee$  способу преобразования частот. Теоретически рассчитан и экспериментально исследован нелинейный частотный преобразователь специальной геометрии, позволяющий осуществлять перестройку частоты гармоники и получать высокий к.п.д. преобразования. На таком преобразователе из кристалла *KDP* получено  $\sim 70\%$  преобразования излучения неодимового ОКГ во вторую гармонику.

Здесь же отмечены результаты по генерации мощного излучения с плавной перестройкой спектра в области 280–385 нм при максимальной мощности преобразованного излучения 0,4 Мвт. Для этой цели использовался ОКГ на основе органических соединений, накачиваемый второй гармоникой излучения неодимового квантового генератора по "почти продольной" схеме.

В девятой главе исследуется влияние линейной оптической активности на процессы частотного и поляризационного преобразования излучения ОКГ на нелинейных кристаллах, т.е. в уравнениях связи (4) удерживаются члены  $\alpha_{ij}$ , а  $\nu_{ijk} = 0$ ,  $\tau_{ijke} = 0$ . Исследована зависимость электрического поля второй и третьей гармоник от поляризации падающего излучения. В частности, показано, что при нормальном падении на нелинейный кристалл класса 3 вдоль оси третьего порядка эллиптически поляризованного излучения, отраженная волна второй гармоники будет также эллиптически поляризованной с тем же направлением обращения эллипса поляризации, оси которого оказываются повернутыми на определенный угол относительно осей эллипса поляризации падающей волны на основной частоте. В то же время волна второй гармоники внутри кристалла оказывается поляризованной по эллипсу с противоположным направлением обращения. В случае круговой поляризации падающего излучения изложенное остается в силе, только волны гармоник будут поляризованы по кругу.

Найдены новые условия фазового согласования при генерации третьей гармоники вдоль кристаллографической оси четвертого порядка. Получены формулы, выясняющие влияние линейной оптической активности среды и эллиптичности волн на основной частоте на интенсивность преобразованного излучения.

Рассмотрен процесс частотного и поляризационного преобразования излучения ОКГ на оптически активных неэнантиоморфных кристаллах, изотропных на определенной длине волны  $\lambda$ , т.е. когда  $\epsilon_o(\lambda) = \epsilon_e(\lambda)$ . Выяснено, что в таких кристаллах в принципе возможны новые виды нелинейного взаимодействия волн, при которых линейно поляризованная волна на основной частоте может возбудить волну второй гармоники с круговой поляризацией и, наоборот, круговая волна частоты  $\omega$  может генерировать линейно поляризованную волну второй гармоники. Получены условия фазового согласования при таких нелинейных взаимодействиях волн в неэнантиоморфных кристаллах. Показано, что в этих кристаллах можно получать эффект оптического выпрямления, постоянный либо переменный в пространстве, независимо от состояния поляризации падающего излучения.

В десятой главе рассматривается оптически активная нелинейная анизотропная среда, описываемая уравнениями связи (4). Проведено рассмотрение энергетических соотношений для электромагнитного поля в нелинейной среде с нелинейной оптической активностью. Установлена связь уравнений (4) с уравнениями связи, использовавшимися ранее.

Особое внимание уделено явлению нелинейной оптической активности. Рассмотрен случай, когда явление нелинейной оптической активности второго порядка вызывается мощным излучением ОКГ, в поле которого распространяется слабый зондирующий электромагнитный сигнал. Получены выражения для векторов гирации второго порядка для всех одноосных кристаллов, когда излучение ОКГ распространяется в направлении оптической оси кристалла и в направлении, перпендикулярном этой оси. Рассчитаны углы нелинейного поворота плоскости поляризации линейно поляризованной зондирующей волны, распространяющейся вдоль оптической оси кристалла для отмеченных направлений волновой нормали излучения ОКГ. Выяснены наиболее выгодные экспериментальные условия

для определения компонент тензора нелинейной оптической активности второго порядка. Для постановки эксперимента по наблюдению нелинейного поворота плоскости поляризации и определения параметров нелинейной оптической активности большой интерес представляют кристаллы, которые в линейном приближении не вращают плоскость поляризации света, распространяющегося вдоль оптической оси, или которые являются вовсе неактивными. К ним относятся кристаллы классов  $\bar{4}$ ,  $42m$ ,  $\bar{6}$ ,  $43m$ ,  $3m$ ,  $4mm$ ,  $6mm$ ,  $6m2$ . Найдены условия, при выполнении которых углы нелинейного поворота плоскости поляризации таких кристаллов становятся максимальными.

Явление нелинейной оптической активности первого порядка в высокочастотном поле излучения ОКГ не должно проявляться, т.к. усредненный по времени вектор нелинейной гирации первого порядка обращается в нуль. Тем не менее неусредненный вектор может быть использован для описания эффектов воздействия низкочастотного или постоянного электрического поля на естественную оптическую активность. Эффект впервые предсказан И.С. Желудевым и назван линейной электрооптической активностью или линейной электрогирацией. В работе детально исследуется этот эффект.

Исходя из ковариантной формы псевдотензоров  $V_{ijk}$  (4) получены выражения для векторов линейной электрогирации для всех одноосных, двуосных и кубических кристаллов. Особое внимание уделено эффекту линейной электрогирации в кристаллах, обладающих центром инверсии, классов  $2/m$ ,  $mmm$ ,  $\bar{3}$ ,  $4/m$ ,  $6/m$ ,  $m\bar{3}$  и  $\bar{1}$ , в которых в чистом виде может наблюдаться электрогирационный поворот плоскости поляризации, описываемый формулой  $\psi = A l E^o$ , где  $E^o$  - постоянное электрическое поле,  $l$  - толщина кристалла в направлении волновой нормали. Коэффициент  $A$  пропорционален квадрату волнового числа и компонентам тензора нелинейной оптической активности первого порядка. Знак угла  $\psi$  зависит от знака приложенного электрического поля. Поэтому, если излучение будет проходить во внешнем поле дважды - один раз вдоль  $E^o$  и затем, после нормального отражения, - против  $E^o$ , то величина угла  $\psi$  удвоится. Следовательно, как и в случае эффекта Фарадея, эффект линейной электрогирации при многократном прохождении света через кристалл будет накапливаться. Для всех отмеченных классов кристаллов определены оптимальные условия наблюдений

угла поворота, обусловленного электрогирацией, выяснены случаи, когда вдоль обеих оптических осей углы  $\psi$  будут иметь равные величины и одинаковые или различные знаки.

В общем случае при наложении внешнего постоянного электрического поля на нецентросимметричные кристаллы в них будет возникать электрооптический эффект. В работе рассмотрены условия оптимального проявления эффекта линейной электрогирации в таких кристаллах. Показано, что в некоторых случаях эффект линейной электрогирации может скомпенсировать явление оптической активности. При помощи таких кристаллов включением и выключением внешнего поля  $E^o$  можно управлять поляризацией излучения.

В последней главе проведено обобщение основных соотношений электродинамики движущихся сред на оптически активные нелинейные анизотропные среды и исследование нелинейного эффекта Садовского, связанного с обменом моментом импульса между электромагнитным излучением и нелинейной средой.

Путем введения 4-векторов поля и индукции, а также 4-тензоров, характеризующих рассматриваемую среду, получено обобщение уравнений связи (4) (при  $V = 0$ ,  $\tilde{\mathcal{C}} = 0$ ) на случай движущейся оптически активной нелинейной анизотропной среды. В рамках лагранжева формализма получен несимметричный тензор энергии-импульса, который можно рассматривать как обобщение известного тензора Минковского на случай анизотропных оптически активных нелинейных диэлектриков. Рассмотрен закон сохранения момента импульса свободного электромагнитного поля в такой среде.

Рассчитан вектор плотности вращающего момента, действующего на плоскопараллельную пластинку из оптически активной изотропной среды при изменении момента импульса поля, и показано, что этот вектор обращается в нуль при выполнении связи (2) между параметрами электрической и магнитной активности, что находится в соответствии с теоремой Нетер. Вращающий момент должен отсутствовать также в одноосных оптически активных кристаллах при распространении плоских электромагнитных волн вдоль оптической оси. Несохранение момента импульса излучения в общем случае анизотропных сред и связанный с ним эффект Садовского обусловлены тем, что макроскопическое электромагнитное поле само по себе без учета среды не образует замкнутой системы. В ре-



аульате происходит обмен моментом импульса между излучением и средой. Показано, что в движущейся (линейной и нелинейной) изотропной среде момент импульса не сохраняется, и в отношении эффекта Садовского такая среда ведет себя как одноосный линейный кристалл с осью, параллельной вектору скорости движения среды.

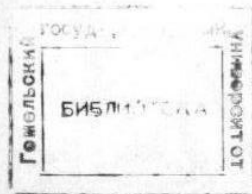
Рассчитан нелинейный эффект Садовского, связанный с квадратичной и кубичной восприимчивостью среды, т.е. описываемой тензорами  $\chi_{ijk}$  и  $\theta_{ijk}$  в уравнениях (4). Исследована зависимость нелинейного эффекта Садовского от поляризации распространяющихся в кристалле волн и выяснено, в каких случаях нелинейный вращающий момент оказывает постоянное вращающее действие на кристалл или ориентирующее действие по отношению к направлению поляризации падающего поляризованного излучения. Для некоторых кристаллов рассчитана величина нелинейного вращающего момента, обусловленного кубичной восприимчивостью, которая для излучения неодимового ОКГ оказалась  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$  эрг. Это на 5-6 порядков превышает величину линейного вращающего момента, измеренного Бэтом на кварцевой пластинке с использованием излучения мощной лампы накаливания. Использование мощного излучения оптических квантовых генераторов может по новому поставить вопрос о применении линейного эффекта Садовского, а также о всестороннем исследовании нелинейного эффекта Садовского и применении его для изучения структуры вещества.

Основное содержание диссертации докладывалось на Всесоюзных Федоровских сессиях (г. Ленинград, 1959-1961 г., 1963 г., 1969 г., 1971 г.), на П-У Всесоюзных конференциях по нелинейной оптике, на различных секциях и совещаниях.

По материалам диссертации опубликованы следующие работы:

1. Б.В.Бокуть. Труды Института физики и математики АН БССР, вып. 3, 1959.
2. Б.В.Бокуть, Ф.И.Федоров. Опт. и спектр., 6, 537, 1959.
3. Б.В.Бокуть, Ф.И.Федоров. Опт. и спектр., 7, 558, 1959.
4. Б.В.Бокуть, Ф.И.Федоров. Опт. и спектр., 9, 635, 1960.
5. Б.В.Бокуть. Кристаллография, 6, 671, 1961.
6. Ф.И.Федоров, Б.В.Бокуть, А.Ф.Константинова. Кристаллография, 7, 910, 1962.

7. Б.В.Бокуть, Б.А.Сотский. Опт. и спектр., 14, 117, 1963.
8. Б.В.Бокуть, Ф.И.Федоров. Опт. и спектр., 15, 797, 1963.
9. Б.В.Бокуть, Ф.И.Федоров. Опт. и спектр., 17, 607, 1964.
10. Б.В.Бокуть, А.Г.Хаткевич. ДАН БССР, 8, 713, 1964.
11. Б.В.Бокуть, А.Г.Хаткевич. ЖПС, 1, 97, 1964.
12. А.Г.Хаткевич, Б.В.Бокуть. ДАН БССР, 9, 357, 1965.
13. Б.В.Бокуть. Известия АН БССР (серия физ.-мат. наук), 4, 123, 1966.
14. Б.В.Бокуть, А.Г.Хаткевич. ЖПС, 4, 455, 1966.
15. А.Е.Савкин, А.С.Лугина, Б.В.Бокуть. ДАН БССР, 10, 933, 1966.
16. Б.В.Бокуть, Э.П.Хитрова. ДАН БССР, 11, 115, 1967.
17. Б.В.Бокуть, А.Г.Хаткевич. ЖПС, 6, 192, 1967.
18. Б.В.Бокуть. ЖПС, 7, 621, 1967.
19. Б.В.Бокуть, А.Г.Хаткевич, В.М.Овчинников, А.П.Жарков, Л.Л.Шапиро. Авторское свидетельство № 200010, 1967.
20. Б.В.Бокуть, А.Е.Савкин, А.С.Лугина. ЖПС, 9, 597, 1968.
21. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. ЖПС, 9, 954, 1968.
22. А.Е.Савкин, А.С.Лугина, Б.В.Бокуть. ДАН БССР, 12, 779, 1968.
23. А.Г.Хаткевич, Б.В.Бокуть. Сб. Нелинейная оптика, Из-во "Наука", Новосибирск, 1968.
24. Б.В.Бокуть. ДАН БССР, 13, 599, 1969.
25. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. ЖПС, 11, 475, 1969.
26. Б.В.Бокуть. ДАН БССР, 13, 890, 1969.
27. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. ЖПС, 11, 704, 1969.
28. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. Известия АН БССР (серия физ.-мат. наук), 3, 105, 1969.
29. Б.В.Бокуть. Кристаллография, 14, 1002, 1969.



- 30. Б.В.Бокуть, Н.С.Казак, А.С.Лугина, А.Е.Савкин. Авторское свидетельство № 275258, 1970.
- + 31. Б.В.Бокуть, Н.С.Казак, А.С.Лугина, А.Е.Савкин. ЖПС, 12, 223, 1970.
- 32. Б.В.Бокуть. Кристаллография, 15, 486, 1970.
- + 33. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. ЖПС, 12, 65, 1970.
- + 34. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. ЖПС, 12, 139, 1970.
- + 35. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков, Ф.И.Федоров. Кристаллография, 15, 1002, 1970.
- 36. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков, Ф.И.Федоров. К электродинамике оптически активных сред, препринт ИФ АН БССР, Минск, 1970.
- + 37. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. ФТТ, 13, 2873, 1971.
- + 38. Б.В.Бокуть, А.Н.Сердюков. ЖЭТФ, 61, 1808, 1971.
- 39. М.М.Лойко, В.А.Мостовников, В.С.Моткин, Н.С.Казак, А.Н.Рубинов, Б.В.Бокуть. ОКГ на красителях с перестройкой спектра в области 280-1070 нм, препринт ИФ АН БССР, Минск, 1971.
- 40. Б.В.Бокуть, Н.С.Казак, А.Н.Сердюков. Нелинейная оптическая активность, препринт ИФ АН БССР, Минск, 1971.
- 41. Б.В.Бокуть, Н.С.Казак, А.Г.Мащенко, В.А.Мостовников, А.Н.Рубинов. Письма в ЖЭТФ, 15, 26, 1972.

АТ/238 Подписано к печати 20-04-72<sub>2</sub> Формат 60 x 80 I/16  
 Тираж 200 Зак. 131 Печ. листов 1,25  
 Напечатано на ротопринтере БелСЭ АН БССР  
 Минск, Академическая 15-в