

Государственное учреждение «Донецкий физико-технический институт
им. А.А. Галкина»

На правах рукописи

ТАРАСЕНКО АРТЕМ СЕРГЕЕВИЧ

ПОВЕРХНОСТНАЯ СПИН-ВОЛНОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СРЕД С ЦЕНТРОМ АНТИСИММЕТРИИ

01.04.11 - физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель – доктор
физико-математических наук,
профессор
Шавров Владимир Григорьевич

Донецк - 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

	СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	6
	ВВЕДЕНИЕ.....	7
ГЛАВА I	ЭФФЕКТЫ НЕВЗАИМНОСТИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ТМ- (ТЕ-) ТИПА ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА НЕМАГНИТНОГО ДИЭЛЕКТРИКА И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА С ЦЕНТРОМ АНТИСИММЕТРИИ.....	19
	1.1. Основные соотношения (бескоординатный подход).....	19
	1.2. Особенности рефракции объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность скомпенсированного легкоосного антиферромагнетика (АФМ) с центром антисимметрии (ЦАС). Полярная магнитооптическая конфигурация.....	23
	1.3. Рефракция <i>s</i> - и <i>p</i> -поляризованной плоской электромагнитной волны на границе “немагнитный диэлектрик - скомпенсированный легкоосный (ЛО) АФМ с ЦАС”. Продольная магнитооптическая конфигурация.....	33
	1.4. Рефракция <i>s</i> - и <i>p</i> - поляризованной плоской электромагнитной волны на границе “немагнитный диэлектрик - нескомпенсированный ЛО АФМ с ЦАС ”	34
	Выводы к главе I.....	44
ГЛАВА II	ОСОБЕННОСТИ УСИЛЕНИЯ ЭВАНЕСЦЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТМ- (ТЕ-) ТИПА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ МАГНИТО- ИЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ АФМ СРЕДЫ.....	47
	2.1. Особая поверхностная волна (ОПВ) как условие максимального усиления интенсивности эванесцентной электромагнитной волны в прозрачной диэлектрической среде.....	47

	2.2. Свойства эванесцентных волн в электрически поляризованном диэлектрике. Скомпенсированный АФМ	52
	2.3. Свойства эванесцентных волн в электрически и магнитополяризованном диэлектрике. Нескомпенсированный АФМ.....	64
	2.4. Таммовские ОПВ.....	72
	Выводы к главе II.....	76
ГЛАВА III	НОВЫЙ МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЭФФЕКТА ГУСА–ХЕНХЕН НА УЕДИНЕННОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫХ НЕМАГНИТНОЙ И АФМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД.....	78
	3.1. ОПВ как вытекающая волна на уединенной границе раздела сред (новый механизм поверхностного поляритонного резонанса, новый механизм усиления пространственного эффекта Гуса-Хенхен на границе раздела прозрачных сред).....	78
	3.2. Усиление эффекта Гуса-Хенхен на уединенной границе немагнитной и АФМ сред в присутствии постоянного внешнего магнитного или электрического поля.....	85
	3.3. Усиление эффекта Гуса-Хенхен на уединенной границе немагнитной и АФМ сред в скрещенных постоянных внешних магнитном и электрическом полях.....	93
	Выводы к главе III.....	100
ГЛАВА IV	УПРАВЛЯЕМЫЕ ВНЕШНИМ ПОЛЕМ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ОБЪЕМНЫХ ВОЛН ТМ- (ТЕ-) ТИПА ВДОЛЬ АФМ СЛОЯ В СИММЕТРИЧНОМ ОКРУЖЕНИИ	101
	4.1. Особенности резонансного прохождения волны ТМ- (ТЕ-) типа через пластину АФМ в скрещенных магнитном и электрическом полях.....	101
	4.2. Связь условий резонансного прохождения с локальной геометрией поверхности волновых векторов (ПВВ).....	106

4.3. Безобменные магнитоэлектрические магноны – особый класс гибридных дипольных волн.....	116
Выводы к главе IV.....	131
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	134
ПУБЛИКАЦИИ ПО МАТЕРИАЛАМ ДИССЕРТАЦИИ.....	137
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	139
ПРИЛОЖЕНИЯ.....	151
П.1 Уравнения связи и спектр нормальных магнитных поляритонов в нескомпенсированном центросимметричном или центроантисимметричном АФМ	151
П.2 Частотная зависимость условий существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих типов сечений ПВВ в коллинеарной фазе скомпенсированного легкоосного АФМ с центром антисимметрии. Полярная магнитооптическая конфигурация	159
П.3 Частотная зависимость условий существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих типов сечений ПВВ в коллинеарной фазе скомпенсированного легкоосного АФМ с центром антисимметрии. Продольная магнитооптическая конфигурация	162
П.4 Частотная зависимость условий существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих типов сечений ПВВ в мультиферроике PML типа. Геометрия Фогта.....	164
П.5 Области существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих ОПВ в коллинеарной фазе скомпенсированного ЛО АФМ в постоянном внешнем электрическом поле.....	169
П.6 Области существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих ОПВ в нескомпенсирован-	

ном ЛО АФМ в постоянном внешнем электрическом поле. Геометрия Фогта.....	172
П.7. Области существования и линии максимального усиления эффекта Гуса–Хенхен в нескомпенсированном ЛО АФМ в по- стоянном внешнем электрическом поле. Геометрия Фог- та.....	174
П.8. Условия полуволнового прохождения плоских объемных волн ТМ- (ТЕ-) типа через слой ЛО АФМ в скрещенных маг- нитном и электрическом полях	176
П.9. Азимутальная зависимость спектра объемных МЭ магни- нов в слое скомпенсированного ЦАС АФМ.....	177

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

МЭ	магнитоэлектрик, магнитоэлектрический
ЛО АФМ	легкоосный антиферромагнетик
ОПВ	особая поверхностная волна
ООВ	особая объемная волна
ПВО	полное внутреннее отражение
ЭМ	электромагнитный
БА	бианизотропная
ЦС	центросимметричный
ЦАС	центроантисимметричный
ПВВ	поверхность волновых векторов
МОК	магнитооптическая конфигурация
1D ФК	одномерный фотонный кристалл
КМОВ	квадратичное магнитооптическое взаимодействие
TE	электромагнитная волна, в которой вектор электрического поля ортогонален плоскости ее распространения (волна <i>s</i> - типа)
TM	электромагнитная волна, в которой вектор магнитного поля ортогонален плоскости ее распространения (волна <i>p</i> - типа)

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность. Принципиальная возможность реализации в антиферромагнетиках (АФМ) уже в отсутствие внешних магнитного и электрического полей линейного магнитоэлектрического (МЭ) эффекта [1] (например, в АФМ с центром антисимметрии (ЦАС)) в сочетании с низкими полями размагничивания и частотами собственных спиновых колебаний, лежащими в терагерцовом и ближнем инфракрасном диапазоне, привели к тому, что в настоящий момент спинтроника как диэлектрических, так и проводящих АФМ структур, является одним из наиболее активно развивающихся направлений современной физики магнитных явлений [2-4].

Не менее важным оказывается изучение спин-волновой электродинамики АФМ сред и для физики электромагнитных (ЭМ) метаматериалов. Как известно, метаматериал представляет собой композитную среду, сформированную пространственно упорядоченным массивом локально резонирующих структурных элементов, причем волновые свойства такой среды в длинноволновом пределе могут качественно отличаться от волновых свойств отдельных структурных элементов, образующих данный метаматериал [5,6].

Необходимость резонансного усиления различных сочетаний электродинамических характеристик композитной среды лежит в основе того, что класс объектов, относящихся к ЭМ метаматериалам, постоянно расширяется. Традиционно исследуемые ЭМ метаматериалы – это, как правило, металл-диэлектрические структуры, но, как известно, уже в однофазной АФМ среде в зависимости от величины внешних параметров принципиально возможно формирование разнообразных как пространственно однородных, так и пространственно неоднородных спиновых структур, даже без учета конечных размеров реального магнитного образца. При этом пространственная ориентация спинов в таких структурах может отличаться высокой чувствительностью не только к воздействию постоянных внешних магнитного (H_0) и электрического (E_0) по-

лей, но и к изменению величины таких внешних параметров как температура и упругие напряжения [7,8]. Кроме того, плоская граница раздела с нормалью \mathbf{q} сама по себе является источником невзаимности для направлений, параллельных \mathbf{q} [9], тогда как уже в неограниченной среде включение \mathbf{H}_0 приводит к нарушению симметрии вращения относительно направления задаваемого \mathbf{H}_0 , а включение \mathbf{E}_0 нарушает симметрию направлений вдоль направления \mathbf{E}_0 . Как следствие, спиновая динамика подобных АФМ сред может отличаться большим количеством как магнито- так и электродипольных резонансов в переменном внешнем электромагнитном и (или) упругом поле, число которых резко возрастает с учетом конечных размеров реальных магнитных структур. Данное обстоятельство представляет значительный интерес, и в частности с точки зрения перспектив использования АФМ гетероструктур как основы для создания ЭМ метаматериалов и ЭМ метаповерхностей с управляемыми резонансными волновыми характеристиками [10,11]. В этой связи весьма важным является определение условий, при выполнении которых падающая извне плоская ЭМ волна с заданными значениями частоты и угла падения будет отражаться от поверхности АФМ диэлектрика как от идеального магнитного проводника (касательная к поверхности компонента магнитного поля обращается в ноль) или как от идеального электрического проводника (нулю равна касательная к поверхности компонента электрического поля).

Таким образом, учитывая все вышесказанное, можно утверждать, что последовательный анализ эффектов одновременного нарушения и пространственной, и временной инверсии в спин-волновой электродинамике ограниченных обменно коллинеарных АФМ сред представляет весьма существенный не только чисто академический, но и несомненный прикладной интерес. Однако до сих пор интенсивные исследования в этом направлении практически не проводились.

Цель работы - теоретическое исследование новых эффектов резонансного взаимодействия электромагнитной волны с ограниченным обменно – кол-

линейным АФМ обладающим антисимметричным магнитоэлектрическим эффектом.

Для достижения цели сформулированы и решены следующие задачи:

1. Изучить дополнительные частотно–зависимые эффекты рефракции, возникающие при прохождении плоской объемной электромагнитной волны ТМ- (ТЕ-) типа через границу раздела немагнитного диэлектрика и магнито некомпенсированного АФМ с ЦАС.

2. Теоретически проанализировать условия, при выполнении которых становится возможным максимальное усиление эванесцентных электромагнитных волн ТМ- (ТЕ-) типа вблизи поверхности полуограниченной прозрачной магнито- или электрически поляризованной АФМ среды, и выяснить возникающие в этом случае особенности отражения.

3. На основе феноменологического подхода изучить основные механизмы, приводящие к усилению пространственного эффекта Гуса–Хенхен в случае квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей в условиях ПВО на уединенную границу раздела оптически прозрачных немагнитной и АФМ диэлектрических сред.

4. Определить дополнительные интерференционные эффекты, возникающие при распространении быстрых и медленных объемных электромагнитных волн ТМ- (ТЕ-) типа вдоль слоя магнитоэлектрического АФМ.

Объект исследования – спин-волновая электродинамика ограниченных магнитных сред и структур в условиях одновременного нарушения пространственной и временной инверсии.

Предмет исследования – новые рефракционные эффекты возникающие при падении плоской ЭМ волны на поверхность магнито компенсированного или магнито некомпенсированного прозрачного АФМ обладающего антисимметричным МЭ взаимодействием .

Методы исследования - аналитические и численные методы современной волновой динамики слоистых структур в сочетании с моделями и расчет-

ными схемами феноменологической теории магнетизма обменно коллинеарных АФМ сред.

Научная новизна полученных результатов.

1. Найдено, что при падении извне на поверхность магнито нескомпенсированного обменно коллинеарного легкоосного АФМ плоской объемной волны как ТМ-, так и ТЕ-типа, гибридизация псевдокирального, гиротропного и антисимметричного МЭ взаимодействий может приводить к эффекту левой среды, даже если на заданной частоте волны не все компоненты тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей рассматриваемой АФМ среды одновременно отрицательны.
2. При отражении падающей извне на поверхность оптически прозрачной полужограниченной электрически (или магнитно) поляризованной АФМ среды плоской объемной волны как ТМ-, так и ТЕ-типа, максимальное усиление интенсивности возбуждаемой в магнетике эванесцентной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа для области ПВО достигается в случае, когда мгновенный поток энергии, переносимый такой волной через границу раздела “АФМ среда - оптически прозрачный диэлектрик“, строго равен нулю в любой момент времени. В дальнейшем, следуя аналогии с известными в кристаллоакустике и кристаллооптике особыми объемными волнами, такую распространяющуюся поверхностную ЭМ волну в АФМ среде будем называть особой поверхностной волной (ОПВ) ТМ- или ТЕ-типа соответственно.
3. Отражение плоской объемной волны ТМ-типа от поверхности оптически прозрачного АФМ диэлектрика может быть аналогичным отражению от поверхности идеально электрического проводника, а отражение плоской объемной волны ТЕ-типа – отражению от идеального магнитного проводника. Для этого необходимо, чтобы 1) у падающей плоской объемной ЭМ волны с поляризацией $\alpha = p$ или $\alpha = s$ значения частоты и угла падения, одновременно удовлетворяли спектру ОПВ соответствующей поляризации; 2) формирование такой ОПВ в АФМ среде было допустимо для рассматриваемой магнитооптической конфигурации.

4. При падении из оптически изотропного диэлектрика на поверхность полуграниченной оптически прозрачной АФМ среды квазиплоской объемной ЭМ волны с поляризацией $\alpha = p$ или $\alpha = s$ и значениями ω и h , одновременно отвечающими спектру ОПВ ТМ- или ТЕ-типа соответственно, становится возможным новый, управляемый внешними магнитным и (или) электрическим полями, механизм резонансного усиления пространственного эффекта Гуса-Хенхен.

5. В слое скомпенсированного АФМ с ЦАС возможно формирование МЭ магнонов – нового класса распространяющихся гибридных дипольных спиновых волн, формирование которых возможно только при определенной структуре антисимметричного МЭ взаимодействия.

Обоснование и достоверность полученных результатов, выводов и рекомендаций. Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием при анализе адекватных и хорошо апробированных аналитических и численных методов современной феноменологической теории физики магнитных явлений и волновой теории анизотропных слоистых структур, совпадением в предельных случаях полученных в диссертации результатов с результатами, полученными другими авторами, наличием прозрачных физических аналогий для большинства ЭМ волновых эффектов, впервые найденных в данной диссертации.

Теоретическая значимость. Результаты диссертационной работы в бездиссипативном пределе определяют оптимальные условия, при выполнении которых, с помощью постоянного внешнего электрического и (или) магнитного поля, можно целенаправленно и эффективно управлять характером прохождения как плоских, так и квазиплоских ЭМ волн ТМ- или ТЕ-типа, через границу раздела изотропного немагнитного диэлектрика и обменно-коллинеарного как магнито скомпенсированного, так и магнито некомпенсированного АФМ, с учетом четности его спиновой структуры. С этой целью было введено понятие особой поверхностной ЭМ волны, т.е. эванесцентной волны, распространяющейся вдоль уединенной границы раздела оптически прозрачных сред, причем

связанный с этой волной мгновенный поток энергии через границу раздела сред строго равен нулю в любой момент времени.

Практическая значимость. Учитывая тесную аналогию между спин-волновой электродинамикой рассмотренных в диссертации АФМ структур и некоторыми типами ЭМ метаматериалов и ЭМ метаповерхностей, можно рассчитывать, что результаты данной диссертационной работы найдут свое применение при разработке и оптимизации разнообразных устройств функциональной магнитоэлектроники.

Научные положения, выносимые на защиту:

1) В магнито нескомпенсированном АФМ с антисимметричным МЭ взаимодействием возможен диапазон частот и ориентаций волновых векторов при которых магнетик обладает свойствами левой среды.

2) Для слоя легкоосного АФМ с центром антисимметрии существуют магнитооптические конфигурации, при которых как для волны ТМ-, так и ТЕ-типа направление потока энергии вдоль слоя не определяется топологией сечения плоскостью падения соответствующей ПВВ в полуограниченном АФМ.

3) В слое однофазного АФМ с антисимметричным МЭ взаимодействием интерференция магнитодипольного и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию ранее неизвестного класса распространяющихся гибридных дипольных волн – безобменных МЭ магнонов, не имеющего аналога среди известных магнито или электродипольно активных типов квазистатических спин-волновых возбуждений.

4) Для полуограниченного АФМ в постоянном внешнем магнитном или электрическом поле условием максимального усиления амплитуды возбуждаемой эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа является равенство нулю в любой момент времени мгновенного потока энергии через поверхность магнетика. Соответствующие сочетания частоты и продольного волнового числа определяют спектр особой поверхностной электромагнитной волны, формирующейся в АФМ среде. Ее резонансное возбуждение сопровождается возникновением

аномалий при отражении как для плоской, так и для квазиплоской объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность магнетика.

Связь с научными программами, планами, темами. Работа над темой диссертации выполнялась в соответствии с тематическим планом ДонФТИ им. А.А. Галкина по темам: «Электронные и магнитные свойства нано- и мезоскопических сложных систем», 2009–2014, № госрегистрации 0109U004917; бюджетной темой ДонФТИ, выполнявшейся в 2015-2018 г.г. Частично результаты данной диссертационной работы были получены в рамках совместных российско-украинских исследовательских проектов РФФИ–ГФФИУ «Новые микроволновые и оптические магнитоэлектрические эффекты в ферритах, композитных наноструктурах и фотонных кристаллах» (номера проектов: 09-02-90437(P) и Ф28.2/99(У)); «Управляемые внешним полем электромагнитные метаматериалы на основе магнитных и сегнетоэлектрических наноструктур» (номера проектов: 11-02-90425(P) и Ф40.2/100(У)); «Слоистые магнитные структуры как управляемые частотно-селективные метаповерхности для электромагнитных и акустических волн» (номера проектов: 29-02-14(У) и 14-02-90416 (P)). В 2014-2015 годах работа соискателя была также поддержана стипендией НАН Украины для молодых ученых.

Личный вклад соискателя. В диссертации изложены результаты исследований, выполненных соискателем самостоятельно и в соавторстве с другими авторами. В работах, вошедших в диссертацию, соискатель принимал непосредственное участие в выполнении всех этапов этого исследования: формулировании целей и задач исследований, выборе теоретических моделей и методов исследования, анализе и представлении полученных результатов в виде статей и докладов.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты диссертационной работы были доложены и опубликованы в материалах следующих конференций, школ и симпозиумов: International workshop magnetic phenomena in micro- and nanostructures, Donetsk, Ukraine, 27-29 May 2010; IV Euro-Asian

Symposium “Trends in Magnetism” Nanospintronics EASTMAG-2010, Ekaterinburg, Russia, June 28 – July 2, 2010; Международные междисциплинарные симпозиумы «Физика низкоразмерных систем и поверхностей» - “Low dimensional systems (LDS)”, Rostov-on-Don, Loo, Russia, 3-8 of September 2010; LDS-3, 18-23 of September 2012; LDS-4, Yuzhny, 15-19 of September 2014); Международные междисциплинарные симпозиумы «Среды со структурным и магнитным упорядочением» (Multiferroics-3, Rostov-on-Don, Loo, Russia, 4–8 of September, 2011; Multiferroics-4, Rostov-on-Don, Yuzhny, Russia, 4–7 of September, 2013); The International Conference on Functional Materials (ICFM-2011, Crimea, Partenit, Ukraine, 3–8 October, 2011; ICFM-2013, Crimea, Yalta, Haspra, Ukraine, September 29–October 5, 2013); Международные научные конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела» (ФТТ-2011, Минск, Беларусь, 18–21 октября, 2011; ФТТ-2013, Минск, Беларусь, 15-18 октября 2013); Международные конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ-XXII, Астрахань, Россия, 17–21 сентября, 2012; НМММ-XXIII, Москва, МИРЭА – Российский технологический университет, 30 июня – 5 июля 2018); Международной конференции «Высокие давления - 2012. Фундаментальные и прикладные аспекты» (г. Судак, Крым, Украина, 23-27 сентября 2012 г.); The European Conference “PHYSICS OF MAGNETISM 2014 (PM’14)” Poland, Poznan, June 23-27, 2014; Moscow International Symposium on Magnetism (29 June – 3 July, 2014; 1-5 July, 2017); 4-й Международный междисциплинарный симпозиум "Физика поверхностных явлений, межфазных границ и фазовые переходы" (PSP & PT-2014, Нальчик – п. Южный, 16-21 сентября 2014); VIII Международная научная конференция «Функциональная база нанoeлектроники» (Харьков-Одесса, 28 сентября - 2 октября, 2015 г.); International meeting “Order, Disorder and Properties of Oxides” (ODPO-19, Rostov-on-Don – Yuzhny, Russia, 5-10 of September 2016; ODPO-21, Rostov-on-Don – Shepsy, Russia, 4-9 of September, 2018).

Публикации. Результаты диссертации опубликованы в **10** статьях в научных журналах из списка ВАК РФ и 16 сборниках тезисов и трудов международных научных конференций.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 177 страниц, в том числе 138 страниц основного текста, 10 рисунков, 9 приложений и списка литературы из 125 наименований.

Во *введении* дается обоснование актуальности темы диссертации, формулируются цели и задачи работы, показывается научная новизна и практическая значимость полученных результатов, содержатся сведения о структуре и содержании работы. В последние годы резко возрос интерес к частотно зависимым рефракционным свойствам АФМ как особого класса гиперболических сред с плавно изменяемыми под действием внешнего магнитного поля динамическими характеристиками, однако до сих пор основное внимание уделялось изучению АФМ сред с центром симметрии [12 -14]. Вместе с тем, с точки зрения АФМ спинтроники, особый интерес представляет анализ динамических (в частности, рефракционных) свойств АФМ с центром антисимметрии, поскольку именно этот класс магнитных материалов обладает линейным МЭ эффектом уже в однофазном состоянии [1], а значит, его динамическими свойствами можно управлять с помощью не только постоянного внешнего магнитного, но и электрического поля. Однако до сих пор последовательный анализ частотно-зависимых рефракционных свойств (в частности, таких как эффект отрицательной рефракции, эффект левой среды и т.д.) в магнито нескомпенсированном АФМ с антисимметричным МЭ взаимодействием не проводился. В связи с этим *первая глава* диссертации посвящена анализу особенностей частичного отражения плоской объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность полуограниченного обменноколлинеарного АФМ, спиновая структура которого обладает центром антисимметрии как в случае магнито скомпенсированного [15], так и магнито нескомпенсированного основного состояния. В рамках бескоординатного подхода [16] получены основные соотношения, по-

звolyющие описывать рефракцию плоской ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа в случае уединенной границы раздела оптически прозрачных изотропной и БА сред (т.е. в случае одновременного наличия гиротропного, псевдокирального и МЭ взаимодействий). В качестве конкретного примера рассмотрена двухподрешеточная модель АФМ с центром симметрии или с центром антисимметрии в скрещенных магнитном и электрическом полях. Показано, что в случае антисимметричного линейного МЭ взаимодействия эффекты и отрицательной фазовой скорости, и отрицательной рефракции могут обладать невзаимностью не только относительно инверсии знака угла падения, но и зависеть от того, верхнее или нижнее полупространство занимает АФМ среда относительно немагнитной, оптически более плотной среды, из которой падает на границу раздела магнитной и немагнитной сред плоская объемная ЭМ волна ТМ- или ТЕ-типа.

Параллельно с изучением возможности оптимального управления частотно и поляризационно зависимым характером прохождения объемных волн через границу раздела оптически прозрачных диэлектрических сред, значительное исследовательский интерес привлекает в последние годы задача не только управляемого отражения объемных ЭМ волн [17,18], но и усиления интенсивности возбуждаемых эванесцентных ЭМ волн [19,20]. Однако до сих пор речь шла либо о пространственно неоднородных плоскостях, либо о многослойных структурах. Что же касается резонансного усиления амплитуды эванесцентных ЭМ волн на уединенной пространственно однородной в своей развитой плоскости границе раздела оптически прозрачных диэлектриков, то до сих пор это считалось невозможным. В связи с этим *вторая глава* диссертации посвящена анализу спин-волновой электродинамики эванесцентных ЭМ волн ТМ- и ТЕ-типа, распространяющихся вдоль уединенной границы раздела между БА средой [5] (АФМ в постоянных скрещенных магнитном и электрическом полях) и оптически более плотным, изотропным, немагнитным диэлектриком. На примере границы раздела двух прозрачных диэлектриков в постоянном внешнем электрическом поле, постоянном внешнем магнитном поле или в случае взаимно ортогональной ориентации этих полей показано, что условие максимального

усиления интенсивности эванесцентных ЭМ волн ТМ- (ТЕ-) типа внутри области ПВО выполняется в случае, когда связанный с возбуждаемой эванесцентной волной мгновенный поток энергии через рассматриваемую границу раздела строго равен нулю в любой момент времени. Соответствующие сочетания частоты и угла падения отвечают закону дисперсии поверхностной поляритонной волны, которую в диссертации, по аналогии с особой ЭМ волной ТМ-типа в структуре “диэлектрик–металл” [17], предложено называть особой поверхностной волной (ОПВ) соответственно ТМ- или ТЕ-типа. Возбуждение такой эванесцентной волны, падающей извне плоской ЭМ волной, приводит к тому, что поверхность рассматриваемого АФМ диэлектрика может отражать падающую плоскую объемную ТМ-волну как идеальный электрический проводник, а в случае падающей плоской объемной волны ТЕ-типа – как идеальный магнитный проводник (т.е. обладать некоторыми свойствами ЭМ метаповерхностей). Указана возможность формирования таммовского типа особой поверхностной волны ТМ- или ТЕ-типа для двухкомпонентного одномерного оптически прозрачного фотонного кристалла (ФК).

Падающая плоская волна, как известно [21], отвечает пренебрежению конечными размерами реального источника излучения, и отказ от этого приближения приводит к целому классу эффектов незеркального отражения и прохождения квазиплоской ЭМ волны через конечную слоистую структуру (см. также [21-26]). Учитывая это обстоятельство, в *третьей главе* изучены рефракционные аномалии, возникающие при резонансном возбуждении найденной ОПВ ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность полуограниченного антиферромагнетика квазиплоской объемной волной соответствующей поляризации. В результате были найдены условия, при которых уже на уединенной границе раздела магнитной и немагнитной сред имеет место резонансное усиление эффекта Гуса-Хенхен при наличии только постоянного внешнего электрического поля, только постоянного внешнего магнитного поля или в случае взаимно ортогональной ориентации этих полей. В предыдущих разделах обсуждались особенности взаимодействия ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа только с поверхно-

стью полуограниченного АФМ, в то же время значительный интерес представляет анализ интерференционных динамических эффектов, возникающих при взаимодействии плоской ЭМ волны со слоем однофазного АФМ в условиях одновременного нарушения временной и пространственной инверсии. Учитывая это, *четвертая глава* диссертации посвящена ранее неизвестным особенностям распространения ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа в слое БА среды, одновременно обладающей гиротропным, МЭ и псевдокиральным взаимодействием. Показано, что кинематические свойства прохождения полуволнового слоя могут не соответствовать локальной геометрии сечения ПВВ для полупространства этой же среды и в этой же магнитооптической конфигурации (МОК). Для слоя магнитоскомпенсированного легкоосного АФМ с центром антисимметрии определены условия, при которых в результате интерференции магнито- и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия формируется ранее неизвестный класс гибридных дипольных волн – распространяющиеся безобменные МЭ магноны. Для частного случая граничных условий и при произвольной ориентации волнового вектора в плоскости слоя спектр этих объемных безобменных магнонов найден в явном виде.

В *заключении* сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы, выносимые на защиту.

ГЛАВА I. ЭФФЕКТЫ НЕВЗАИМНОСТИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ТМ- (ТЕ-) ТИПА ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА НЕМАГНИТНОГО ДИЭЛЕКТРИКА И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА С ЦЕНТРОМ АНТИСИММЕТРИИ

1.1. Основные соотношения (бескоординатный подход)

Пусть \mathbf{q} – нормаль к плоской границе раздела двух полуограниченных сред, ζ – текущая координата вдоль \mathbf{q} , сагиттальная плоскость характеризуется вектором нормали \mathbf{a} ($\mathbf{a} \perp \mathbf{q}$), вектор \mathbf{b} ($\mathbf{b} = [\mathbf{q}\mathbf{a}]$) направлен вдоль линии пересечения плоскости границы раздела ($\zeta = 0$) и сагиттальной плоскости [16]. Будем полагать, что верхнее полупространство ($\zeta > 0$) занято оптически более плотной изотропной средой с уравнениями связи [27]:

$$\tilde{\mathbf{B}} = \tilde{\mathbf{H}}, \quad \tilde{\mathbf{D}} = \tilde{\varepsilon}\tilde{\mathbf{E}} \quad (1.1.1)$$

$\tilde{\mathbf{B}}$ и $\tilde{\mathbf{D}}$ – вектора магнитной и электрической индукции, $\tilde{\mathbf{H}}$ и $\tilde{\mathbf{E}}$ – вектора магнитного и электрического поля, $\tilde{\varepsilon}$ – диэлектрическая проницаемость верхней среды (в дальнейшем все величины, относящиеся только к этой среде, помечены знаком тильда), а нижнее полупространство – однородная бездиссипативная БА среда, материальные соотношения которой имеют вид [16,28]:

$$\mathbf{B} = \overline{\overline{\mu}}\mathbf{H} + \overline{\overline{A^*}}\mathbf{E}; \quad \mathbf{D} = \overline{\overline{\varepsilon}}\mathbf{E} + \overline{\overline{A^T}}\mathbf{H} \quad (1.1.2)$$

где $\overline{\overline{\mu}}$, $\overline{\overline{\varepsilon}}$ и $\overline{\overline{A}}$ – тензоры магнитной, электрической и МЭ проницаемостей, соответственно, верхние индексы “*” и “Т” отвечают комплексному сопряжению и транспонированию.

Согласно бескоординатному подходу [16], в случае плоской монохроматической ЭМ волны с частотой ω и волновым вектором \mathbf{k} система уравнений Максвелла может быть представлена как:

$$[\mathbf{kE}] = k_0\mathbf{B}, \quad [\mathbf{kH}] = -k_0\mathbf{D}, \quad k_0 \equiv \frac{\omega}{c}; \quad (1.1.3)$$

В дальнейшем будем также считать, что избранная сагиттальная плоскость такова, что не только в занимающей верхнее полупространство ($\zeta > 0$) оптически более плотной и изотропной среде (1.1.1), но и в нижней ($\zeta < 0$) оптически менее плотной среде (1.1.2) возможно независимое распространение плоских волн ТМ- и ТЕ-типа.

Так как в выбранной плоскости падения с нормалью вдоль \mathbf{a} имеет место независимое распространение плоских волн ТМ- и ТЕ-типа, то при заданной ориентации векторов \mathbf{a}, \mathbf{b} и \mathbf{q} ($\mathbf{q} = [\mathbf{ab}]$) тензорные коэффициенты в (1.1.2) в диадном представлении [16] должны иметь следующую структуру:

$$\begin{aligned} \overline{\overline{\varepsilon}} &= \varepsilon_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \varepsilon_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} + \varepsilon_3 \mathbf{b} \otimes \mathbf{q} + \varepsilon_3^* \mathbf{q} \otimes \mathbf{b} + \varepsilon_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}, \\ \overline{\overline{\mu}} &= \mu_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \mu_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} + \mu_3 \mathbf{b} \otimes \mathbf{q} + \mu_3^* \mathbf{q} \otimes \mathbf{b} + \mu_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}, \\ \overline{\overline{A}} &= A_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{a} + A_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{a} + A_3 \mathbf{a} \otimes \mathbf{q} + A_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{b}, \quad \text{Im } A_1 \neq 0 \text{ при } \alpha = s, \text{Im } A_4 \neq 0 \text{ при } \alpha = p \end{aligned} \quad (1.1.4).$$

Коэффициенты при тензорных произведениях в правой части соотношений (1.1.4) удовлетворяют соотношениям Онсагера $\overline{\overline{\mu}}^T = \overline{\overline{\mu}}^*$, $\overline{\overline{\varepsilon}}^T = \overline{\overline{\varepsilon}}^*$ (в бездиссипативном пределе). Определим связь касательных к границе раздела составляющих ЭМ поля в волне с поляризацией $\alpha = p, s$ с помощью соотношений [29]:

$$(\mathbf{E}\mathbf{b}) = Z_p(\mathbf{H}\mathbf{a}), \quad (\mathbf{H}\mathbf{b}) = -Z_s(\mathbf{E}\mathbf{a}), \quad (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b}) = \tilde{Z}_p(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}), \quad (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b}) = -\tilde{Z}_s(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}). \quad (1.1.5).$$

В соответствии с принятым определением \tilde{Z}_p и Z_p характеризуют поверхностный волновой импеданс для волны ТМ-типа, тогда как $\tilde{Z}_s(Z_s)$ - поверхностная волновая проводимость для волны ТЕ-типа в верхней (1.1.1) и нижней (1.1.2) среде, соответственно.

Если волновой вектор \mathbf{k} в (1.1.3) представить как $\mathbf{k} = h\mathbf{b} + k_{\parallel\alpha}\mathbf{q}$, то в зависимости от поляризации волны (ТМ- или ТЕ-), распространяющейся в нижнем полупространстве ($\zeta < 0$), соотношения для Z_α , входящих в (1.1.5) в ковариантной форме [16,27], могут быть представлены в виде ($\overline{\overline{A}}^{-1}$ - матрица, обратная матрице $\overline{\overline{A}}$):

$$Z_p \equiv \frac{\overline{\mathbf{b}\varepsilon^{-1}}}{k_0} \left(h\mathbf{q} - k_{\parallel p} \mathbf{b} - k_0 \overline{A^T} \mathbf{a} \right); \quad Z_s \equiv \frac{\overline{\mathbf{b}\mu^{-1}}}{k_0} \left(h\mathbf{q} - k_{\parallel s} \mathbf{b} + k_0 \overline{A^*} \mathbf{a} \right); \quad \alpha = p, s \quad (1.1.6).$$

В условиях ПВО, для электромагнитной волны с поляризацией α распространяющейся в нижнем полупространстве ($\zeta < 0$) корень квадратного относительно $k_{\parallel\alpha}$ характеристического уравнения имеет структуру:

$$k_{\parallel\alpha} = \eta'_\alpha - i\eta''_\alpha; \quad (\eta''_\alpha)^2 > 0 \quad ; \quad \alpha = p, s \quad (1.1.7).$$

При этом из (1.1.3) - (1.1.4) следует, что для волны ТМ- или ТЕ-типа в среде (1.1.2),(1.1.4) при заданных значениях ω и h в (1.1.7)

$$\eta'_p = \frac{\operatorname{Re} \left\{ \overline{\mathbf{b}\varepsilon} \overline{\mathbf{q}h - k_0 \mathbf{a} A} \overline{\varepsilon} \overline{\mathbf{b}} \right\}}{\overline{\mathbf{b}\varepsilon} \overline{\mathbf{b}}}; \quad \eta''_p = \sqrt{\frac{\left(\overline{\mathbf{q}h - k_0 \mathbf{a} A} \right)^{-1} \left(\overline{\mathbf{q}h - k_0 A} \overline{\mathbf{a}} \right) - k_0^2 \overline{\mathbf{a}\mu\mathbf{a}}}{\overline{\mathbf{b}\varepsilon} \overline{\mathbf{b}}} - (\eta'_p)^2}$$

$$\eta'_s = \frac{\operatorname{Re} \left\{ \overline{\mathbf{b}\mu} \overline{\mathbf{q}h + k_0 \mathbf{a} A} \overline{\mu} \overline{\mathbf{b}} \right\}}{\overline{\mathbf{b}\mu} \overline{\mathbf{b}}}; \quad \eta''_s = \sqrt{\frac{\left(\overline{\mathbf{q}h + k_0 \mathbf{a} A} \right)^{-1} \left(\overline{\mathbf{q}h + k_0 A} \overline{\mathbf{a}} \right) - k_0^2 \overline{\mathbf{a}\varepsilon\mathbf{a}}}{\overline{\mathbf{b}\mu} \overline{\mathbf{b}}} - (\eta'_s)^2}. \quad (1.1.8)$$

Это означает, что амплитуда эванесцентной волны с поляризацией α , по мере удаления от границы раздела вглубь нижнего полупространства, может не просто экспоненциально убывать с показателем $\eta''_\alpha \neq 0$, но и одновременно испытывать пространственные осцилляции (с периодом $2\pi/\eta'_\alpha$) при условии, что $\eta'_\alpha > \eta''_\alpha$. Следует также отметить, что в рассматриваемом случае пространственные осцилляции (с периодом $2\pi/\eta'_\alpha$) амплитуды волны ТМ- (ТЕ-) типа по мере удаления от границы раздела вглубь рассматриваемой БА среды (1.1.2), (1.1.4) сохраняются и при $\eta''_\alpha = 0$, что отвечает случаю падения извне на поверхность объемной ЭМ волны ТМ- (ТЕ-) типа под предельным углом ПВО $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{c\alpha}$ для волны данной поляризации. Если в этом случае использовать максвелловские граничные условия [16,27]:

$$(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b}) = (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b}), \quad (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}) = (\mathbf{H}\mathbf{a}), \quad (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b}) = (\mathbf{H}\mathbf{b}), \quad (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}) = (\mathbf{E}\mathbf{a}), \quad \zeta = 0 \quad (1.1.9),$$

и для падающей из верхней среды плоской объемной волны ТМ- (или ТЕ-) типа ввести, следуя [29], френелевские коэффициенты прохождения как отношение

амплитуд магнитной (или электрической) компоненты ЭМ поля в прошедшей волне к падающей как :

$$(\mathbf{H}\mathbf{a}) = T_p(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}), \quad (\mathbf{E}\mathbf{a}) = T_s(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}), \quad (1.1.10)$$

то соответствующий френелевский коэффициент отражения плоской объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ- типа R_α , определяемый как $1 + R_\alpha = T_\alpha$, в условиях ПВО можно представить в виде:

$$R_\alpha = \frac{\tilde{Z}_\alpha - iZ_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha}, \quad \alpha = p, s \quad (1.1.11)$$

$$\tilde{Z}_s = \tilde{k}_\parallel / k_0, \quad \tilde{k}_\parallel = \sqrt{\tilde{\varepsilon}k_0^2 - h^2}, \quad \tilde{Z}_p = -\frac{\tilde{k}_\parallel}{\tilde{\varepsilon}k_0} \quad (k_0 \equiv \omega/c)$$

Из совместного анализа (1.1.6) - (1.1.11) следует, что в отличие от случая оптически изотропного диэлектрика, рассмотренного в [27], в обсуждаемом случае БА среды при $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{c\alpha}$ (т.е. при $\eta_\alpha''(\omega, h = h_{c\alpha}) = 0$) имеет место $|T_\alpha|^2 < 4$ (так как $Z_\alpha \neq 0$). Однако при этом внутри области ПВО (при $(\eta_\alpha'')^2 > 0$) для нормальных поляритонов с поляризацией α в нижнем полупространстве, занимаемом БА средой (1.1.4), соотношения для $Z_\alpha(\omega, h)$ в (1.1.11) с учетом (1.1.8) одновременно имеют следующую структуру ($(\eta_\alpha'')^2 > 0$):

$$Z_p \equiv Im \left\{ \frac{\mathbf{b}\tilde{\varepsilon}^{-1}}{k_0} \left(h\mathbf{q} - \eta_p \mathbf{b} - k_0 \overline{\overline{A}}^T \mathbf{a} \right) \right\}, \quad Z_s \equiv Im \left\{ \frac{\mathbf{b}\tilde{\mu}^{-1}}{k_0} \left(h\mathbf{q} - \eta_s \mathbf{b} + k_0 \overline{\overline{A}}^* \mathbf{a} \right) \right\}, \quad (1.1.12)$$

В результате, с учетом введенных выше обозначений, вне области ПВО структура френелевского коэффициента прохождения как для волны ТМ-типа (отношение амплитуд магнитного поля прошедшей волны к падающей), так и для волны ТЕ-типа (отношение амплитуд электрического поля прошедшей волны к падающей) может быть представлена как

$$T_\alpha = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha}, \quad \alpha = p, s \quad (1.1.13).$$

Структура уравнений связи, подобная (1.1.2), (1.1.4), характерна для целого ряда поляризованных электро- и магнитодпольноактивных сред (см., напри-

мер, [30-35]). Некоторые конкретные примеры приведены в Приложении 1. В дальнейшем ссылки на формулы из Приложений будут даваться в виде (П.N.M N – Приложения, M - номер формулы в Приложении). Результаты данного раздела были опубликованы в [4-a].

1.2. Особенности рефракции объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность скомпенсированного легкоосного антиферромагнетика (АФМ) с центром антисимметрии (ЦАС). Полярная магнитооптическая конфигурация

В последнее время в связи с изучением антиферроэлектрического резонанса и электромагнонов, распространяющихся электродипольноактивных спиновых волн (квазистатического предела магнитных поляритонов ТМ- или ЕН-типа) резко возрос интерес к анализу электродинамических свойств АФМ с центром антисимметрии [36-39]. Одной из характерных особенностей динамики спиновой подсистемы таких АФМ является наличие в энергии дополнительного слагаемого типа (П.1.11), обеспечивающего существование пространственно однородного линейного МЭ взаимодействия. Здесь $\gamma_{\alpha\beta\gamma}$ – тензор МЭ констант, $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ – вектор ферромагнетизма, $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ – вектор антиферромагнетизма, \mathbf{P} – вектор электрической поляризации. Следует отметить, что такой тип МЭ взаимодействия может быть характерен также и для одномерных магнитных ФК типа “ферромагнетик – немагнетик” с АФМ типом межслоевого упорядочения касательно намагниченных ферромагнитных слоев [39-41]. Структура тензора $\gamma_{\alpha\beta\gamma}$ зависит от особенностей магнитного упорядочения в рассматриваемом АФМ. В работе [15] для модели двухподрешеточного тетрагонального легкоосного антиферромагнетика (ЛО АФМ) со структурой $4_z^{\pm}2_x^+I^-$ или $4_z^{\pm}2_x^-I^-$ приведен явный вид (П.1.11), а также соответствующие материальные соотношения в коллинеарной фазе ($\mathbf{L}_0 || OZ$ ($|\mathbf{M}_0| = |\mathbf{P}_0| = 0$)), $\mathbf{L}_0, \mathbf{M}_0, \mathbf{P}_0$ - равновесные значения вектора антиферромагнетизма, ферромагнетизма и электрической поляризации,

соответственно). В частности, было показано, что для ЛО АФМ со структурой $4_z^{\pm}2_x^-I^-$ линейный МЭ эффект приводит к возможности независимого распространения в неограниченном магнетике нормальных магнитных поляритонов ТМ- и ТЕ-типа при условии, что легкая магнитная ось (OZ) лежит в плоскости распространения этих волн ($\mathbf{L}_0 \parallel OZ$ ($|\mathbf{M}_0|=|\mathbf{P}_0|=0$)). При этом спектр этих нормальных возбуждений обладает невзаимностью относительно инверсии знака z компоненты волнового вектора \mathbf{k} . Однако практическое использование этих особенностей спектра ЭМ волн невозможно без изучения особенностей рефракции объемной ЭМ волны, падающей извне на поверхность антиферромагнетика с центром антисимметрии. В работе [42] были изучены частотные зависимости компонент тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей, а также коэффициент отражения ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей нормально из немагнитной среды на поверхность полуограниченного ЛО АФМ ($4_z^{\pm}2_x^+I^-$) при условии, что $\mathbf{L}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$. Анализ полученных соотношений привел авторов работы к выводу, что в обсуждаемом ЛО АФМ с однородным линейным МЭ эффектом существует интервал частот, в котором рассматриваемый АФМ представляет собой пример “левой” среды. Однако выводы статьи [42] основаны на ряде важных для цели данной работы ограничениях: 1) вывод о том, что ЛО АФМ с линейным МЭ эффектом ($4_z^{\pm}2_x^+I^-$) представляет собой пример левой среды, основан на том, что в одном и том же частотном диапазоне одновременно принимают отрицательные значения некоторые компоненты диэлектрической и магнитной проницаемостей; 2) существование для нормально падающей извне на поверхность антиферромагнетика объемной волны ТМ- или ТЕ-типа эффекта отрицательной фазовой скорости. Вместе с тем, как известно, характерными особенностями рефракции волны ТМ- или ТЕ-типа, наклонно падающей из правосторонней среды на поверхность левосторонней, являются одновременное наличие 1) эффекта отрицательной рефракции¹, 2) эффекта аномаль-

¹ Проекция векторов групповых скоростей падающей и преломленной волн на границу раздела сред отличаются знаком (эффект отрицательной групповой скорости).

ной рефракции ²[43-47]. Однако до сих пор этот вопрос для АФМ с анизотропным однородным МЭ взаимодействием не рассматривался.

В данном подразделе изложены результаты анализа особенностей рефракции объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей под произвольным углом из немагнитного диэлектрика на поверхность ЛО АФМ с центром антисимметрии ($4_z^+ 2_x^- I^-$), в случае, когда лежащий в плоскости падения равновесный вектор антиферромагнетизма коллинеарен нормали к границе раздела сред \mathbf{q} .

Следуя [15], рассмотрим двухподрешеточную модель тетрагонального АФМ со структурой $4_z^- 2_x^+ I^-$. Соответствующая плотность энергии, с учетом линейного МЭ взаимодействия в терминах векторов ферромагнетизма \mathbf{M} и антиферромагнетизма \mathbf{L} , имеет вид (П.1.12)-(П.1.14). $4_z^- 2_x^+ I^-$. В ходе анализа процессов рефракции проведем сравнение с центросимметричным (ЦС) ЛО АФМ, причем его равновесная спиновая характеризуется однородным взаимодействием Дзялошинского следующего вида [7,48]:

$$F_1 = -d_s (L_x M_y - L_y M_x), \quad (1.2.1)$$

где d_s константа взаимодействия.

В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели магнитного кристалла описываются системой дифференциальных уравнений, включающей в себя, помимо уравнений Максвелла, также и уравнения Ландау-Лифшица для векторов \mathbf{M} и \mathbf{L} [49]. Ограничимся в дальнейшем анализом легкоосной фазы, считая, что $b > 0$ и $|\mathbf{P}_0| = 0$. В результате равновесное направление вектора антиферромагнетизма \mathbf{L}_0 будет совпадать с осью OZ [15]. В этом случае ЭМ свойства рассматриваемой АФМ среды в линейном по амплитуде малых колебаний приближении будет определяться следующими, отвечающими (1.1.2), (1.1.4), материальными соотношениями (\mathbf{B} и \mathbf{D} - соответственно векторы магнитной и электрической индукции [15]):

$$B_x = \mu H_x + \gamma E_y; \quad B_y = \mu H_y + \gamma E_x; \quad B_z = \mu_{zz} H_z;$$

² Проекция векторов фазовых скоростей падающей и преломленной волн на нормаль к границе раздела сред отличаются знаком (эффект отрицательной фазовой скорости).

$$D_x = \varepsilon E_x + \gamma H_y; \quad D_y = \gamma H_x + \varepsilon E_y; \quad D_z = \varepsilon_{zz} E_z \quad 4_2^- 2_x^+ I^- \quad (1.2.2)$$

Здесь ненулевые компоненты тензоров магнитной, диэлектрической, МЭ проницаемостей в явном виде могут быть представлены следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \mu = \mu_{xx} = \mu_{yy} &\equiv \frac{\omega_\mu^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \equiv \varepsilon_\perp \frac{\omega_\varepsilon^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \gamma \equiv \frac{\gamma_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \\ \omega_0^2 &\equiv \omega_0^2 (1 - \zeta_\perp), \quad \omega_\mu^2 \equiv \omega_0^2 (1 - \zeta_\perp + 4\pi\chi_\perp), \quad \omega_\varepsilon^2 \equiv \omega_0^2 \left(1 - \frac{\zeta_\perp}{\varepsilon_\perp}\right); \\ \mu_{zz} &\equiv 1; \quad \gamma_0 \equiv 4\pi\sqrt{\kappa_\perp \zeta_\perp \chi_\perp}; \quad \varepsilon_{zz} \equiv 1 + 4\pi\kappa_\parallel; \quad \varepsilon_\perp \equiv 1 + 4\pi\kappa_\perp. \end{aligned} \right\} \quad (1.2.3),$$

где принята следующая система обозначений:

$$\omega_0^2 = \delta b (gL_0)^2, \quad \zeta_\perp = \gamma_3^2 L_0^2 \chi_\perp \kappa_\perp, \quad L_0 = \sqrt{1 - M_0^2}, \quad \chi_\perp^{-1} = \delta. \quad (1.2.4).$$

Сразу же отметим, что при $\gamma_3 < \gamma_c \equiv \sqrt{\varepsilon_\perp} / (\kappa_\perp L_0)$ в (1.2.3) $\omega_\mu > \omega_\varepsilon$, тогда как для достаточно больших значений констант МЭ взаимодействия $\gamma_3 > \gamma_c$ имеет место $\omega_\mu < \omega_\varepsilon$. Совместный анализ (1.2.2) – (1.2.4) показывает, что если волновой вектор распространяющихся ЭМ волн лежит в плоскости YZ ³, то для рассматриваемой модели неограниченного АФМ кристалла с центром антисимметрии возможно независимое распространение нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа. Соответствующие дисперсионные соотношения в этом случае могут быть представлены в виде (см. также [15,50]):

$$\frac{\mu}{\mu_{zz}} k_y^2 + \left(k_z - \frac{\omega}{c} \frac{\gamma}{\mu_{zz}} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu = 0, \quad 4_2^- 2_x^+ I^-. \quad \text{ТЕ- волна} \quad (1.2.5)$$

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{zz}} k_y^2 + \left(k_z + \frac{\omega}{c} \frac{\gamma}{\varepsilon_{zz}} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu = 0, \quad \text{ТМ- волна} \quad (1.2.6)$$

Таким образом, в соответствии с [15], уже в неограниченном ЛО АФМ кристалле со структурой $4_2^- 2_x^+ I^-$ спектр нормальных магнитных поляритонов как ТЕ-, так и ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$ вследствие линейного МЭ взаимодействия (1.2.2) является невзаимным относительно инверсии направления распространения волны, если оно не совпадает с осью OY . Для выяснения кинематических осо-

³ Для случая $\mathbf{k} \in XZ$ все полученные ниже результаты остаются в силе при условии одновременной замены индексов $Y \leftrightarrow X$.

бенностей отражения и преломления ЭМ волн на границе магнитного и немагнитного полупространств удобно совместно рассмотреть уравнения кривых, определяющих сечения ПВВ электромагнитной волны (ТЕ- или ТМ-типа) плоскостью падения $\mathbf{k} \in YZ$. Считая, что частота волны ω фиксирована, из (1.2.5) – (1.2.6) следует, что для рассматриваемого ЛО АФМ с центром антисимметрии в данной МОК соответствующее соотношение для сечения ПВВ как для волны ТМ-, так и ТЕ-типа, может быть представлено в виде:

$$\frac{k_y^2}{a_\alpha^2} + \frac{(k_z + c_\alpha)^2}{b_\alpha^2} = 1, \quad \alpha = s, p \quad (1.2.7),$$

где для кристалла со структурой $4_2^-2_x^+1^-$ в (1.2.7) можем записать:

$$\begin{aligned} a_s^2 &\equiv \varepsilon_\perp k_0^2 \frac{\omega_\varepsilon^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; & a_p^2 &\equiv \varepsilon_{zz} k_0^2 \frac{\omega_\mu^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; & c_s &= -k_0 \frac{\gamma_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \\ b_s^2 = b_p^2 &\equiv k_0^2 \varepsilon_\perp \frac{(\omega_\mu^2 - \omega^2)(\omega_\varepsilon^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}; & c_p &= k_0 \frac{\gamma_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (1.2.8)$$

Из (1.2.7)-(1.2.8) видно, что в ЛО АФМ форма сечений ПВВ как ТМ-, так и ТЕ-волны, существенным образом зависит от частоты.

Что же касается оптически изотропного немагнитного диэлектрика, который граничит с рассматриваемым ЛО АФМ, то для него сечение ПВВ нормальной ТЕ- или ТМ-волны плоскостью падения определяется выражением:

$$k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 \tilde{\varepsilon}. \quad (1.2.9).$$

Таким образом, в этом случае сечение ПВВ нормальной ТЕ-волны плоскостью $k_y k_z$ имеет вид центросимметричной окружности с радиусом $\omega \sqrt{\tilde{\varepsilon}} / c$.

Рассмотрим границу раздела двух полупространств, из которых верхнее ($z > 0$) занято немагнитной средой (1.2.9), тогда как нижнее ($z < 0$) – исследуемым антиферромагнетиком. Вследствие закона сохранения энергии и у падающей, и у преломленной плоской волны вектор групповой скорости имеет одинаковый знак проекции на нормаль к границе раздела сред. Что же касается касательной к границе раздела сред компонента волнового вектора, то и для падающей, и для преломленной плоских волн, вследствие законов сохранения

импульса, она сохраняет не только знак, но и модуль (продольное волновое число h). В результате, для соответствующей точки на сечении ПВВ преломленной волны плоскостью падения, в принципе, возможна реализация только одного из следующих вариантов (см также [46,51]

$$\begin{aligned} h \frac{\partial \omega}{\partial h} > 0, \quad k_{\parallel} \frac{\partial \omega}{\partial k_{\parallel}} > 0 \quad (\text{A}); \quad h \frac{\partial \omega}{\partial h} > 0, \quad k_{\parallel} \frac{\partial \omega}{\partial k_{\parallel}} < 0 \quad (\text{B}) \\ h \frac{\partial \omega}{\partial h} < 0, \quad k_{\parallel} \frac{\partial \omega}{\partial k_{\parallel}} > 0 \quad (\text{C}); \quad h \frac{\partial \omega}{\partial h} < 0, \quad k_{\parallel} \frac{\partial \omega}{\partial k_{\parallel}} < 0 \quad (\text{D}) \end{aligned} \quad (1.2.10),$$

где случай А отвечает нормальной рефракции, вариант В – эффекту отрицательной фазовой скорости, случай С – эффекту отрицательной рефракции, а вариант D – эффекту “левой” среды. Для центросимметричной среды примеры сечений ПВВ, обладающих таким эффектом, см. на рисунке 1. Сразу же отметим, что если прямая параллельная оси ординат (а, значит, и вектору \mathbf{q}) пересекает только ПВВ нормальной волны в немагнитной среде (верхнее полупространство (1.2.9)), то в этом случае для волны, падающей из немагнитной среды на поверхность рассматриваемого АФМ, будет иметь место эффект ПВО (в АФМ - $(k_z)^2 < 0$; а для немагнитного диэлектрика - $k_z^2 > 0$).

Эффект преломления в магнитную среду реализуется в том случае, если указанная прямая одновременно пересекает как ПВВ нормальной ЭМ волны в немагнитной среде, так и в граничащем с ней АФМ. При этом лежащий в плоскости падения радиус-вектор точки пересечения прямой и ПВВ определяет в \mathbf{k} -пространстве направление фазовой скорости для данного типа волны соответственно в немагнитной (для падающей и отраженной волн) и в магнитной средах.

Нормаль к касательной в обсуждаемой точке пересечения прямой и ПВВ определяет направление групповой скорости волны соответственно в немагнитной и магнитной средах. Знак проекции групповой скорости на нормаль к границе раздела сред и на границу раздела в случае волн ТМ- (ТЕ-типа) как в немагнитной, так и в магнитной среде, совпадает со знаком аналогичных про-

екций вектора Пойтинга \mathbf{S}_α ($\alpha = p, s$) в соответствующей среде (как пример см.Рис .1) .

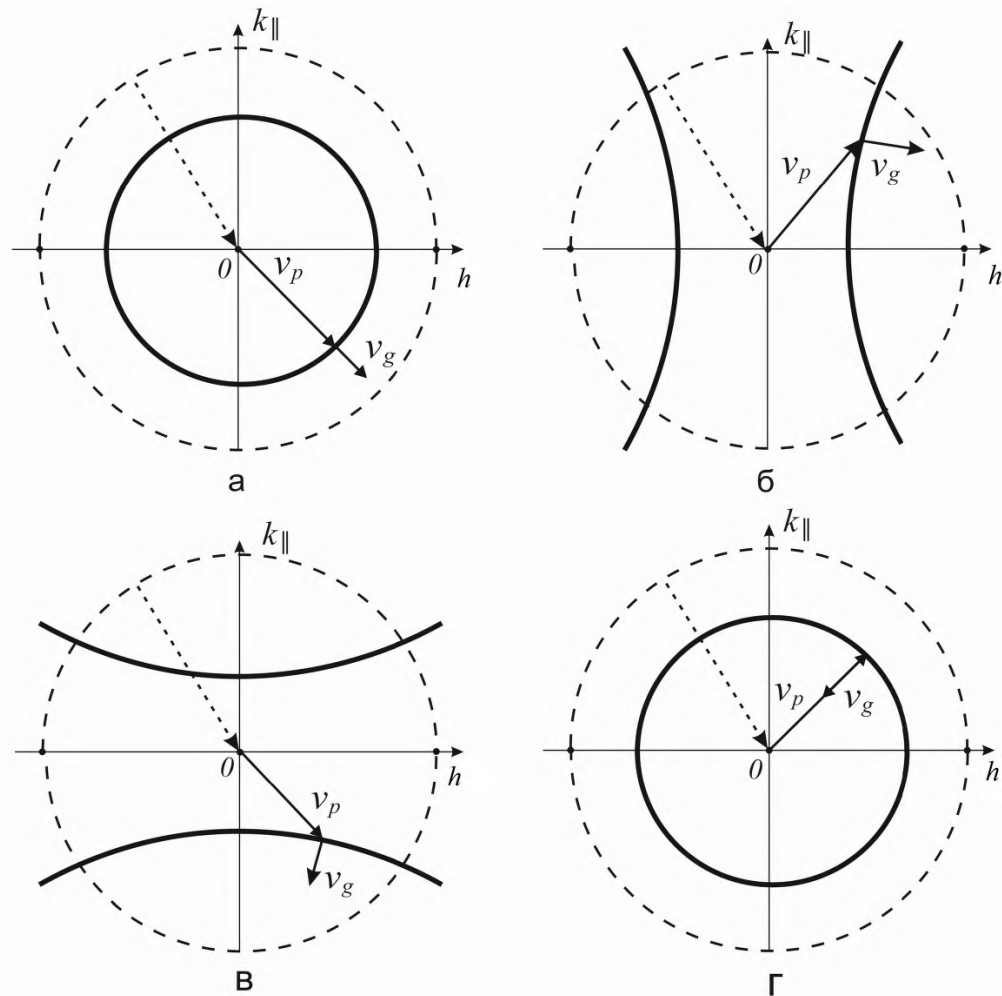


Рисунок 1. Штриховая и сплошная линия - сечение ПВВ нормальной однопарциальной волны для оптически менее плотной и оптически более среды с центром симметрии, соответственно.

Для заданной поляризации типа нормальных объемных колебаний существует связь между формой сечения ПВВ сагиттальной плоскостью и условиями сосуществования в этой МОК на плоскости внешних параметров “частота – продольное волновое число” объемных и эванесцентных волн соответствующей поляризации (как пример, см. рисунок 2).

С помощью соотношений (1.2.7)–(1.2.9) проанализируем кинематику преломления объемной волны ТЕ- или ТМ-типа, падающей извне на поверхность рассматриваемого полугораниченного АФМ с ЦАС в полярной МОК ($\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{L}_0$) (см. Приложение 2).

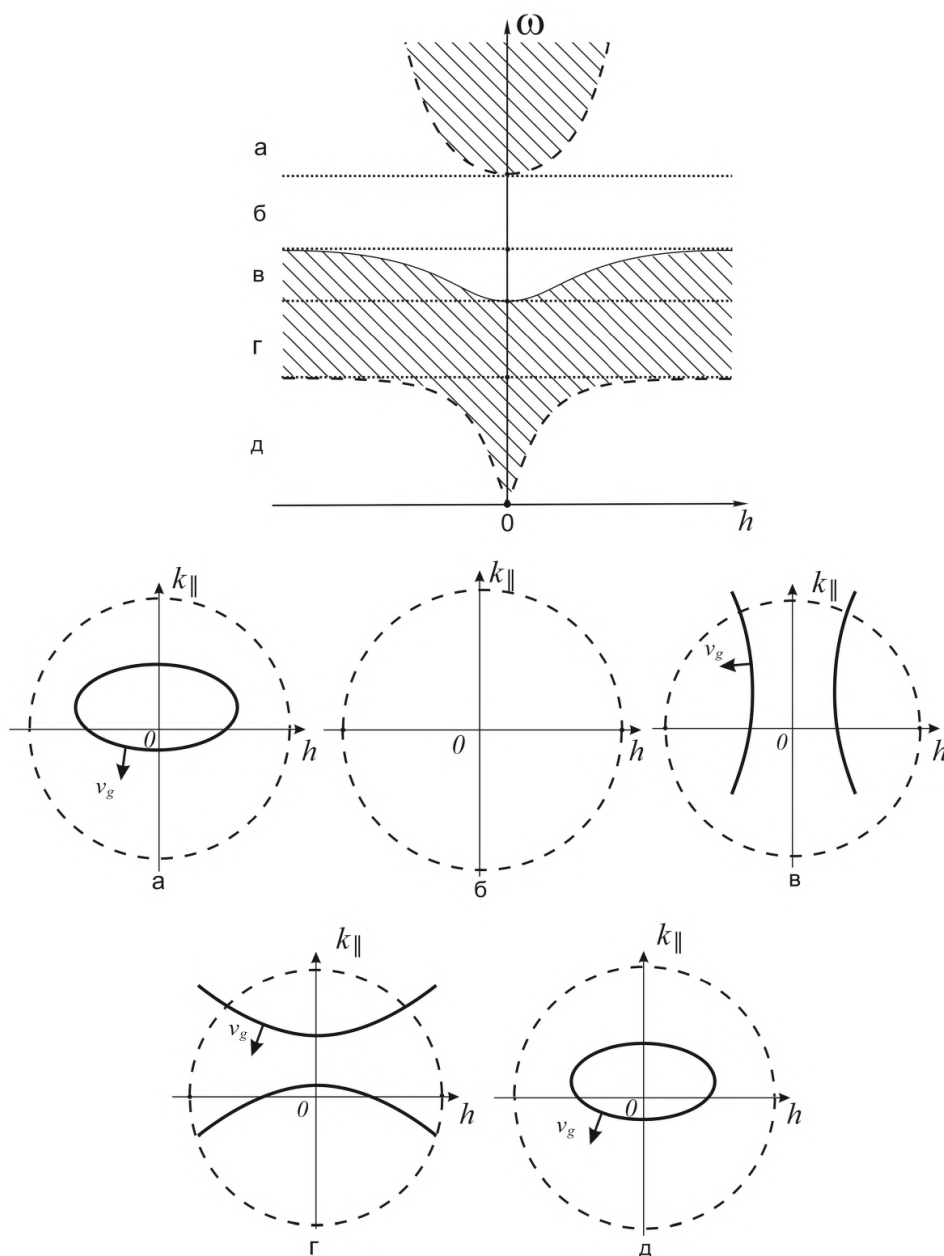


Рисунок 2. Пример связи условий существования эванесцентных (незаштрихованные области на верхнем рисунке) и объемных (заштрихованные области на верхнем рисунке) волн с возможными типами сечений ПВВ при отражении от оптически менее плотной полугораниченной среды, невзаимной относительно инверсии вдоль направления \mathbf{q} .

Для анализа эффектов преломления определим из (1.2.7)-(1.2.9) характерное значение волнового вектора:

$$k_{\alpha^*} = k_y (k_z = 0) = a_\alpha \sqrt{1 - \frac{c_\alpha^2}{b_\alpha^2}}. \quad \alpha = s, p \quad (1.2.11)$$

Кроме того, введем характерные частоты $\Omega_1, \Omega_2 (\bar{\omega}_0 < \Omega_1 < \Omega_2)$. Для “слабого” МЭ эффекта ($\gamma_3 < \gamma_c$) $\Omega_1 = \omega_\varepsilon, \Omega_2 = \omega_\mu$, тогда как для “сильного” - ($\gamma_3 > \gamma_c$) - $\Omega_1 = \omega_\mu, \Omega_2 = \omega_\varepsilon$. Следует отметить, что для случаев (1.2.7-11) как s-, так и p-поляризации возможно формирование в магнетике предельной объемной волны, вектор фазовой скорости которой, в зависимости от МОК, может образовывать острый или тупой угол с направлением внешней нормали к поверхности магнетика, тогда как вектор групповой скорости строго параллелен границе раздела сред.

Необходимо также отметить, что во всех выше перечисленных вариантах в режиме ПВО формирующаяся в магнетике ($z < 0$) неоднородная ЭМ волна ТЕ- или ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$ за счет влияния линейного МЭ взаимодействия имеет более сложную, по сравнению со случаем $|\bar{\gamma}| = 0$, пространственную структуру вдоль нормали к границе раздела сред:

$$\begin{aligned} E_x(z) &= A^S \exp\left[\left(\eta''_s + i\eta'_s\right)z\right], \\ H_x(z) &= A^P \exp\left[\left(\eta''_p + i\eta'_p\right)z\right], \end{aligned} \quad (1.2.12),$$

где

$$\eta'_s = \gamma k_0, \quad \eta'_p = -\gamma k_0, \quad \eta''_s = \sqrt{\frac{\mu}{\mu_{zz}} h^2 - k_0^2 \mu \varepsilon}, \quad \eta''_p = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{zz}} h^2 - k_0^2 \mu \varepsilon}, \quad h \equiv k_y \quad (1.2.13).$$

Таким образом, для $\eta'_\alpha > \eta''_\alpha$ амплитуда неоднородной поляритонной волны по мере удаления от поверхности вглубь магнитной среды может осцил-

лизовать с периодом $2\pi/\eta'_\alpha$, при этом экспоненциально уменьшаясь (с показателем η''_α).

При этом характер рефракции на уединенной границе раздела рассматриваемых сред существенно зависит от того, нижнее (вариант А) или верхнее (вариант В) положение по отношению к немагнитной среде (1.2.9) занимает рассматриваемый ЦАС АФМ (1.2.7-8).

Аналогичным образом, с учетом (1.2.11), можно рассмотреть как для рассматриваемой МОК изменится характер рефракции объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность ЛО АФМ (нижнее полупространство), если его магнитная симметрия удовлетворяет $4_z^+ 2_x^+ I^-$. В данном случае

$$F_{me} = -[\gamma_1 M_z (L_x P_y - L_y P_x) + \gamma_2 P_z (M_x L_y - M_y L_x) + \gamma_3 L_z (M_x P_y - M_y P_x)] \quad (1.2.14).$$

Расчет показывает, что с учетом введенных выше изменений материальные соотношения принимают вид:

$$\begin{aligned} B_x &= \mu H_x + \gamma E_y; \quad B_y = \mu H_y - \gamma E_x; \quad B_z = \mu_{zz} H_z; \\ D_x &= \varepsilon E_x - \gamma H_y; \quad D_y = \varepsilon E_y + \gamma H_x; \quad D_z = \varepsilon_{zz} E_z; \end{aligned} \quad (1.2.15)$$

где диэлектрическая ε , магнитная μ и МЭ γ проницаемости по-прежнему определяются (1.2.3). Что касается дисперсионных соотношений для нормальных магнитных поляритонов в случае (1.2.14), то при $\mathbf{k} \in YZ$ отличным от рассмотренного выше случая $4_z^- 2_x^+ I^-$ будет только спектр нормальной волны ТЕ-типа:

$$\frac{\mu}{\mu_{zz}} k_y^2 + \left(k_z + \frac{\omega}{c} \frac{\gamma}{\mu_{zz}} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu = 0, \quad \text{ТЕ- волна} \quad (1.2.16),$$

в то время как для спектра нормального магнитного поляритона ТМ-типа по-прежнему справедливо выражение (1.2.6). Результаты данного раздела были опубликованы в [3-а].

1.3. Рефракция *s*- и *p*-поляризованной плоской электромагнитной волны на границе «немагнитный диэлектрик – скомпенсированный легкоосный центроантисимметричный антиферромагнетик». Продольная магнитооптическая конфигурация

Следуя [15], в качестве примера АФМ среды, позволяющей проанализировать роль четности магнитной структуры, по-прежнему будем рассматривать двухподрешеточную ($\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ - намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель тетрагонального ЛО АФМ со структурой $4_2^- 2_x^+ \Gamma^-$, при условии $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$, $|\mathbf{M}_0| = |\mathbf{P}_0| = 0$. В этом случае линейная ЭМ динамика обсуждаемого ЦАС АФМ в линейном по амплитуде приближении будет описываться материальными соотношениями (1.2.2) – (1.2.3). Таким образом, для того, чтобы преломленная в ЦАС АФМ плоская ЭМ волна была ТМ- и ТЕ-типа, необходимо, чтобы в сакиттальной плоскости одновременно лежали \mathbf{q} и $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$. Следует отметить, что для centrosymmetric (ЦС) ЛО АФМ с (1.2.1) при $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$, $|\mathbf{M}_0| = 0$ материальные соотношения с учетом взаимодействия Дзялошинского $d(m_x l_y - m_y l_x)$ структурно соответствуют (1.2.2) - (1.2.3) при $\gamma_3 = 0$ и $b \rightarrow b - d^2/\delta$ (d – коэффициент взаимодействия Дзялошинского). В этом случае частотная зависимость проницаемостей будет иметь место только для $\bar{\mu}$, в то время как диэлектрическая проницаемость $\bar{\varepsilon}$ останется частотно независимой. Совместный анализ (1.2.1)–(1.2.8) показывает, что если волновой вектор ЭМ волны ТЕ- (ТМ-) типа, падающей на границу раздела немагнитного диэлектрика с ЛО АФМ $\mathbf{k} \in YZ$, то при $\mathbf{q} \parallel OY$ необходимые условия существования объемных волн для ЦС и ЦАС ЛО АФМ с $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$, $|\mathbf{M}_0| = |\mathbf{P}_0| = 0$ существенно различны. Для рассматриваемой МОК наличие ЦАС в ЛО АФМ приводит, по сравнению с ЦС ЛО АФМ, к не-взаимности относительно инверсии знака тангенциальной составляющей волнового вектора как объемных, так и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа на плоскости $\omega - h$ (см. Приложение 3). В частности, при одном и том же знаке

угла падения волны на поверхность ЛО АФМ со структурой $4_2^- 2_3^+ 1^-$ возможна реализация как нормального преломления, так и эффекта отрицательной рефракции, для всех представленных на рисунке 3 вариантов сечений ПВВ.

Кроме этого, наблюдается зависимость характера рефракции преломленной волны ТМ- или ТЕ типа от “интенсивности” МЭ взаимодействия (т.е. от величины γ_3 по сравнению с $\gamma_c \equiv \sqrt{\varepsilon_{\perp}} / (\kappa_{\perp} L_0)$).

Имеют место также и случаи, когда прохождение плоской ЭМ волны в среду, занятую ЦАС ЛО АФМ, возможно только при одном знаке угла падения (см. Приложение 3, Рис. 2 г,з).

Таким образом, из проведенного анализа следует, что реализация эффекта левой среды с участием волны ТМ- или ТЕ-типа на границе раздела немагнитного диэлектрика и скомпенсированного ЦАС ЛО АФМ ($L_0 \parallel OZ$, $|\mathbf{M}_0| = |\mathbf{P}_0| = 0$) с одним из выше рассмотренных видов спиновых структур невозможна как при $\mathbf{q} \parallel L_0$, так и при $\mathbf{q} \perp L_0$. Результаты данного раздела были опубликованы в [2-а].

1.4. Рефракция *s*- и *p*- поляризованной плоской ЭМ волны на границе «немагнитный диэлектрик – нескомпенсированный ЛО АФМ с ЦАС»

Можно ожидать формирования целого ряда дополнительных особенностей в рефракционных свойствах границы раздела магнито нескомпенсированной и немагнитной сред, индуцированных антисимметричным пространственно однородным МЭ взаимодействием (П.1.14). К настоящему моменту уже существует ряд работ, посвященных анализу возможности реализации эффекта левой среды в однофазных магнитоэлектриках [52-58], однако все они основаны на ряде ограничений, существенных с точки зрения данной работы: 1) как правило, рассматривали только изотропное МЭ взаимодействие; 2) если МЭ взаимодействие и считалось анизотропным, то не учитывалась частотная зависимость МЭ коэффициентов. При этом, в качестве необходимого условия, выдвигалось требование, чтобы среда была дважды отрицательной (возможное

влияние эффектов гиротропии и МЭ взаимодействия на условия существования левой среды не обсуждалось). В работе [42] как пример левой среды был изучен ЛО АФМ со структурой $4_z^+ 2_x^+ I^-$, обладающий антисимметричным МЭ взаимодействием, причем предполагалось, что легкая магнитная ось (OZ) коллинеарна нормали к границе раздела сред \mathbf{q} . Однако с помощью численных методов в [42] был проанализирован только случай нормального падения ЭМ волны на поверхность магнетика. В результате, возможность одновременного существования, наряду с эффектом отрицательной фазовой скорости, также и эффекта отрицательной рефракции в [42] не обсуждалась. Внешнее магнитное \mathbf{H} и электрическое \mathbf{E} поля в [42] предполагались отсутствующими.

В связи с этим, целью данного подраздела является анализ связанных с учетом однородного антисимметричного МЭ взаимодействия особенностей распространения и локализации ЭМ волн ТЕ- и ТМ-типа на примере границы раздела магнитного (ЭМ мультиферроик PML типа) и немагнитного полупространств. Полученные результаты обобщены на случай нескомпенсированного ЛО АФМ с центром антисимметрии (структура типа $4_z^{\pm} 2_x^+ I^-$) и легкой осью, ортогональной поверхности магнетика. В качестве примера однофазной МЭ среды выберем двухподрешеточную модель тетрагонального АФМ со структурой $4_z^{\pm} 2_x^+ I^-$ [15]. Соответствующую плотность энергии, с учетом линейного МЭ взаимодействия, в терминах векторов ферромагнетизма \mathbf{M} и антиферромагнетизма \mathbf{L} уравнения связи и спектр нормальных поляритонных колебаний ТМ- и ТЕ-типа можно представить в виде (П.1.15)-(П.1.20).

Для выяснения кинематических особенностей отражения и преломления плоских ЭМ волн на границе магнитного и немагнитного полупространств удобно рассмотреть уравнения кривых, определяющих сечения ПВВ ЭМ волны (ТЕ- или ТМ-типа) плоскостью падения $\mathbf{k} \in YZ$ [59]. Считая, что частота волны ω фиксирована из (П.1.15) – (П.1.20) следует, что для исследуемого типа МЭ среды форма сечения ПВВ как для волны ТМ-, так и ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$, определяется соотношением (верхний знак при c_α отвечает мультиферроику):

$$\frac{k_y^2}{a_\alpha^2} + \frac{(k_z \mp c_\alpha)^2}{b_\alpha^2} = 1, \quad \alpha = s, p \quad (1.4.1)$$

$$a_s^2 \equiv \frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2)k_0^2}{\mu_{yy}\mu_{zz}}; \quad a_p^2 \equiv \frac{k_0^2(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}}; \quad (1.4.2)$$

$$b_s^2 \equiv \frac{k_0^2(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2)}{\mu_{zz}^2}; \quad b_p^2 \equiv \frac{k_0^2(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\varepsilon_{zz}^2};$$

$$c_s \equiv k_0 \left[\frac{\mu_{zz}\bar{\beta}_3 - \mu_*\bar{\beta}_2}{\mu_{zz}} \right]; \quad c_p \equiv k_0 \left[\frac{\varepsilon_{zz}\bar{\beta}_4 - \varepsilon_*\bar{\beta}_1}{\varepsilon_{zz}} \right]; \quad k_0 \equiv \frac{\omega}{c}. \quad (1.4.3)$$

Что же касается оптически изотропного немагнитного диэлектрика (по-прежнему $\tilde{\varepsilon}$ - диэлектрическая проницаемость немагнитной среды), который граничит с рассматриваемым магнитоэлектриком, то для него сечение ПВВ нормальной ТЕ- или ТМ-волны плоскостью падения определяется выражением (1.2.9).

Для анализа (1.4.1) - (1.4.3) введем характерные частоты ω_{sy} , ω_{sz} , ω_{py} , ω_{pz} , Ω_{s1} , Ω_{s2} , Ω_{p1} , Ω_{p2} , определяемые соотношениями:

$$\mu_{yy}(\omega_{sy}) = 0, \quad \mu_{zz}(\omega_{sz}) = 0, \quad \varepsilon_{yy}(\omega_{py}) = 0, \quad \varepsilon_{zz}(\omega_{pz}) = 0$$

$$\mu_{yy}(\Omega_{s1})\mu_{zz}(\Omega_{s1}) - \mu_*^2(\Omega_{s1}) = 0; \quad \varepsilon_{yy}(\Omega_{p1})\varepsilon_{zz}(\Omega_{p1}) - \varepsilon_*^2(\Omega_{p1}) = 0; \quad (1.4.4)$$

$$\varepsilon_{xx}(\Omega_{s2})\mu_{zz}(\Omega_{s2}) - \bar{\beta}_2^2(\Omega_{s2}) = 0; \quad \mu_{xx}(\Omega_{p2})\varepsilon_{zz}(\Omega_{p2}) - \bar{\beta}_1^2(\Omega_{p2}) = 0.$$

В результате, с учетом (П.1.17):

$$\Omega_{s1}^2 = \omega_F^2(1 + 4\pi T_y)(1 + 4\pi T_z); \quad \Omega_{s2}^2 = \omega_F^2 \left(1 + \frac{4\pi R_x}{\varepsilon_{x0}} \right) (1 + 4\pi T_z);$$

$$\Omega_{p1}^2 = \omega_{AF}^2 \left(1 + \frac{4\pi R_y}{\varepsilon_{y0}} \right) \left(1 + \frac{4\pi R_z}{\varepsilon_{z0}} \right); \quad \Omega_{p2}^2 = \omega_{AF}^2 (1 + 4\pi T_x) \left(1 + \frac{4\pi R_z}{\varepsilon_{z0}} \right); \quad (1.4.5)$$

$$\omega_{sy}^2 = \omega_F^2(1 + 4\pi T_y); \quad \omega_{py}^2 = \omega_{AF}^2 \left(1 + \frac{4\pi R_y}{\varepsilon_{y0}} \right); \quad \omega_{sz}^2 = \omega_F^2(1 + 4\pi T_z); \quad \omega_{pz}^2 = \omega_{AF}^2 \left(1 + \frac{4\pi R_z}{\varepsilon_{z0}} \right).$$

Из (1.4.4-5) следует, что при достаточно малых величинах внешнего магнитного поля $|\mathbf{M}_0| \ll |\mathbf{L}_0|$ и «слабом» МЭ эффекте имеет место следующая система неравенств:

$$\Omega_{s1} > \omega_{sy} > \Omega_{s2} > \omega_{sz} \quad (\text{при } R_x < \varepsilon_{x0}(T_y - T_z)/(1 + 4\pi T_z)) \quad \text{ТЕ- волна} \quad (1.4.6),$$

$$\Omega_{p2} > \Omega_{p1} > \omega_{py} > \omega_{pz} \quad (\text{при } T_x > R_y/\varepsilon_{y0}) \quad \text{TM- волна}$$

тогда как в условиях «сильного» МЭ эффекта:

$$\Omega_{s2} > \Omega_{s1} > \omega_{sy} > \omega_{sz}; \quad (\text{при } R_x > \varepsilon_{x0}T_y) \quad \text{TE- волна} \quad (1.4.7).$$

$$\Omega_{p1} > \omega_{py} > \Omega_{p2} > \omega_{pz}; \quad (\text{при } T_x < (\varepsilon_{y0}R_y - \varepsilon_{z0}R_z)/(\varepsilon_{y0}(\varepsilon_{z0} + 4\pi R_z))) \quad \text{TM- волна}$$

Таким образом, в случае сильного МЭ эффекта (1.4.7) характер рефракции объемной волны TM-типа будет такой же, как у объемной волны TE-типа в случае слабого МЭ эффекта (1.4.6) с точностью до формальной замены в индексах характерных частот с s- на p-. Аналогично в условиях (1.4.7) характер рефракции объемной волны TE- типа будет таким же, как у объемной волны TM- типа в случае слабого МЭ эффекта (1.4.6), с точностью до формальной замены в индексах характерных частот p- на s-. Что касается «промежуточных» значений МЭ эффекта, то для случая TM- волны (при $R_y/\varepsilon_{y0} > T_x > (\varepsilon_{y0}R_y - \varepsilon_{z0}R_z)/(\varepsilon_{y0}(\varepsilon_{z0} + 4\pi R_z))$) справедливо $\Omega_{p1} > \Omega_{p2} > \omega_{py} > \omega_{pz}$, а для случая TE-волны (при $\varepsilon_{x0}T_y > R_x > \varepsilon_{x0}(T_y - T_z)/(1 + 4\pi T_z)$) выполняется $\Omega_{s1} > \Omega_{s2} > \omega_{sy} > \omega_{sz}$. Из выше написанного и совместного анализа (1.4.2) – (1.4.3), (1.4.6) – (1.4.7) следует, что, если ввести

$$\begin{aligned} \omega_{\alpha b} &\equiv \max\{\omega_{\alpha y}, \omega_{\alpha z}\}, \quad \omega_{\alpha a} \equiv \min\{\omega_{\alpha y}, \omega_{\alpha z}\}, \\ \Omega_{\alpha B} &\equiv \max\{\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}\}, \quad \Omega_{\alpha A} \equiv \min\{\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}\}, \end{aligned} \quad \alpha = s, p, \quad (1.4.8),$$

то, с учетом (1.4.4), для рассматриваемой модели магнитоэлектрика, заданной величины МЭ эффекта и фиксированного типа поляризации $\alpha = s, p$ объемной ЭМ волны все рассмотренные выше случаи относительного расположения характеристических частот $\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}, \omega_{\alpha y}, \omega_{\alpha z}$ можно свести к двум вариантам неравенств:

$$\Omega_{\alpha B} > \omega_{\alpha b} > \Omega_{\alpha A} > \omega_{\alpha a} \quad (1.4.9)$$

$$\Omega_{\alpha B} > \Omega_{\alpha A} > \omega_{\alpha b} > \omega_{\alpha a} \quad \alpha = s, p \quad (1.4.10).$$

Это означает, что в силу (1.4.2)-(1.4.8) и при заданной величине МЭ эффекта для неограниченных магнитной и немагнитной сред в зависимости от частоты возможен один из указанных в Приложении 4 вариантов взаимного

расположения в \mathbf{k} -пространстве сечений ПВВ нормальной ЭМ волны ТМ- (ТЕ-) типа плоскостью падения YZ (направление групповой скорости волны не учитывается)⁴. При этом для указанной геометрии распространения вектор Пойтинга \mathbf{S}_α (где $\alpha = p, s$), следуя [59], с учетом типа среды будет определяться следующим образом:

в неограниченной немагнитной среде

$$S_s = \{0, k_y, k_z\} \frac{|E_x|^2}{8\pi k_0}, \quad S_p = \{0, k_y, k_z\} \frac{|H_x|^2}{8\pi \epsilon k_0}, \quad (1.4.11),$$

тогда как в неограниченном мультиферроике

$$S_s = \{0, \mu_{yy} k_y, \mu_{zz} (k_z \mp c_s)\} \frac{|E_x|^2}{8\pi k_0 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2)}, \quad S_p = \{0, \epsilon_{yy} k_y, \epsilon_{zz} (k_z \mp c_p)\} \frac{|H_x|^2}{8\pi k_0 (\epsilon_{yy} \epsilon_{zz} - \epsilon_*^2)}. \quad (1.4.12).$$

Здесь верхний знак отвечает мультиферроику, а нижний – ЛО АФМ со структурой $4_z^+ 2_x^+ I^-$. Ограничимся в дальнейшем анализом той же относительной ориентации равновесного вектора антиферромагнетизма \mathbf{L}_0 и нормали к границе раздела сред \mathbf{q} , что и в работе [41].

Из совместного анализа (1.4.9)–(1.4.12) и (1.4.1)–(1.4.3) можно сделать вывод, что в случае, когда частота волны с поляризацией $\alpha = p, s$ удовлетворяет условию $\Omega_{\alpha A} > \omega > \omega_{\alpha a}$, то на плоскости $k_y k_z$ вектор групповой скорости (v_g) будет направлен вдоль внутренней нормали к кривой (1.4.2), описывающей форму сечения ПВВ сагиттальной плоскостью для соответствующего типа нормальной ЭМ волны в магнитоэлектрике. Для всех остальных частотных диапазонов и независимо от типа волны вектор групповой скорости будет совпадать с направлением внешней нормали к кривой, определяемой (1.4.2) – (1.4.3).

Таким образом, можно утверждать, что для рассматриваемой МОК ($\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{L}_0, \mathbf{H}_0 \parallel OX$) и при фиксированном знаке перед γ_3 в (П.1.14) характер рефракции плоской объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$, падающей

⁴При фиксированной поляризации волны α характеристическая частота $\Omega_{\alpha 0}$ определяется из (1.4.1) – (1.4.3) условием $k_y = k_z = 0$.

извне на поверхность рассматриваемого магнитоэлектрика, зависит от того, нижнее ($z < 0$, вариант А) или верхнее ($z > 0$, вариант В) полупространство по отношению к немагнитной среде занимает магнитная среда. В дальнейшем при записи соотношений для формы сечений ПВВ сагиттальной плоскостью YZ (1.4.1)-(1.4.4) будем полагать, что нормаль к границе раздела магнитной и немагнитной сред \mathbf{q} направлена внутрь немагнитной среды. Пусть частота падающей извне на поверхность магнитоэлектрика волны ω и проекция ее волнового вектора на границу раздела сред (h) являются изменяемыми внешними параметрами. В этом случае для обсуждаемой магнитооптической конфигурации $\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{L}_0$, ($\mathbf{M}_0 \parallel OX$; $\mathbf{P}_0 \parallel OY$), $\mathbf{k} \in YZ$ на плоскости ω и h в зависимости от величины МЭ эффекта возможен один из двух вариантов расположения областей существования в магнетике однородных (объемных) и неоднородных (эванесцентных) ЭМ волн с заданным типом поляризации $\alpha = s, p$ (см. Приложение 4).

Таким образом, в дальнейшем для анализа процессов рефракции объемной волны ТМ- ($\alpha = p$) или ТЕ- ($\alpha = s$) типа с $\mathbf{k} \in YZ$, падающей извне на поверхность магнитоэлектрика (П.1.12)-(П.1.21), занимающего нижнее (вариант А) или верхнее (вариант В) полупространство ($\mathbf{q} \parallel OZ \parallel \mathbf{L}_0$, $\mathbf{M}_0 \parallel OX$, $\mathbf{P}_0 \parallel OY$), достаточно, в силу (1.4.6) - (1.4.10), изучить только случай слабого МЭ эффекта (1.4.6).

Если рассматриваемый мультиферроик занимает нижнее полупространство ($z < 0$), то для него из (1.4.2) –(1.4.3) следует, что при $\mathbf{k} \in YZ$ сечение ПВВ нормальной ТЕ- или ТМ-волны плоскостью падения определяется следующим соотношением:

$$\frac{k_y^2}{a_\alpha^2} + \frac{(k_z - c_\alpha)^2}{b_\alpha^2} = 1, \quad \alpha = s, p \quad (1.4.13).$$

Если же рассматриваемый мультиферроик занимает верхнее полупространство ($z > 0$), то для него из (1.4.2)–(1.4.3) следует, что при $\mathbf{k} \in YZ$ сечение

ПВВ нормальной ТЕ- или ТМ-волны плоскостью падения будет определяться как

$$\frac{k_y^2}{a_\alpha^2} + \frac{(k_z + c_\alpha)^2}{b_\alpha^2} = 1, \quad \alpha = s, p \quad (1.4.14).$$

При этом, в соответствии с (1.4.4) в (1.4.13)–(1.4.14):

$$\begin{aligned} a_s^2 &= \varepsilon_x \frac{\omega^2 (\Omega_{s1}^2 - \omega^2)(\Omega_{s2}^2 - \omega^2)}{c^2 (\omega_{sy}^2 - \omega^2)(\omega_{sz}^2 - \omega^2)}, & (a_p)^2 &= \varepsilon_z \frac{\omega^2 (\Omega_{p1}^2 - \omega^2)(\Omega_{p2}^2 - \omega^2)}{c^2 (\omega_{py}^2 - \omega^2)(\omega_{pz}^2 - \omega^2)}, \\ (b_s)^2 &= \varepsilon_x \frac{\omega^2 (\Omega_{s1}^2 - \omega^2)(\Omega_{s2}^2 - \omega^2)}{c^2 (\omega_{sz}^2 - \omega^2)^2}, & (b_p)^2 &= \varepsilon_y \frac{\omega^2 (\Omega_{p1}^2 - \omega^2)(\Omega_{p2}^2 - \omega^2)}{c^2 (\omega_{pz}^2 - \omega^2)^2}, \\ c_s &= \frac{\omega}{c} \frac{R\omega_{sz}^2}{\omega_{sz}^2 - \omega^2}, & c_p &= \frac{\omega}{c} \frac{T\omega_{pz}^2}{\omega_{pz}^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (1.4.15).$$

Здесь $T \equiv 4\pi\sqrt{R_y T_x}$, $R \equiv 4\pi\sqrt{T_y R_x}$.

Из (1.4.13)–(1.4.15) следует, что при заданной величине МЭ эффекта вид сечений ПВВ плоскостью падения существенным образом зависит как от частоты возбуждаемой в магнетике ЭМ волны, так и от ее поляризации (см. Приложение 4).

Начнем со случая рефракции объемной волны ТМ- или ТЕ-типа на границе раздела “немагнетик–мультиферроик”, считая, что соотношение между характерными частотами (1.4.4) отвечает (1.4.8), (1.4.9-10). В зависимости от частоты падающей извне на поверхность рассматриваемого мультиферроика ($z < 0$) объемной волны с поляризацией $\alpha = s, p$ и $\mathbf{k} \in YZ$ соответствующие режимы рефракции представлены в Приложении 4 на рисунках 3-4 (результат совместного анализа соотношений для потока энергии (1.4.11)–(1.4.12) и формы сечения ПВВ (1.4.14)–(1.4.15)).

Используя результаты проведенного выше анализа возможных режимов рефракции на границе раздела “немагнетик–мультиферроик” и соотношения (1.4.2)–(1.4.3), (1.4.11)–(1.4.12) можно также обсудить для данной МОК (в вариантах А или В) особенности рефракции волн ТМ- и ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$ в случае, когда в качестве гиротропной МЭ среды выступает полуограниченный

ЛО АФМ со структурой $4_z^{\pm}2_x^+I^-$ в постоянном внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0 \parallel \text{ОХ}$.

Начнем со случая ЛО АФМ со структурой $4_z^+2_x^+I^-$ и $\mathbf{H}_0 \parallel \text{ОХ}$. Как уже отмечалось выше, выражение для энергии однородного линейного МЭ взаимодействия для мультиферроика и ЛО АФМ со структурой $4_z^+2_x^+I^-$ отличаются знаком перед константой γ_3 в (1.2.6)–(1.2.8), а от знака γ_3 , как следует из (П.1.14), (1.4.2)–(1.4.3), зависит знак c_α в (1.4.13) и (1.4.14). В результате, если рассматриваемый ЛО АФМ со структурой $4_z^+2_x^+I^-$ занимает верхнее полупространство ($z > 0$), то для объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на его поверхность, рефракционная картина будет той же, что и в случае ЭМ мультиферроика (П.1.12)–(П.1.16), занимающего нижнее полупространство (вариант А). Соответственно, когда полуограниченный ЛО АФМ со структурой $4_z^+2_x^+I^-$ занимает нижнее полупространство ($z < 0$), характер преломленной объемной ЭМ волны с поляризацией $\alpha = s$ или $\alpha = p$, будет таким же, как и в случае ЭМ мультиферроика (П.1.12)–(П.1.16), занимающего верхнее полупространство $z > 0$ (вариант В).

В случае ЛО АФМ со структурой $4_z^-2_x^+I^-$ расчет показывает, что при $\mathbf{H}_0 \parallel \text{ОХ}$ в нем также реализуется основное состояние (П.1.15). В результате материальные соотношения, с учетом (1.4.4), могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \begin{pmatrix} \chi_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}(\omega) & -i\chi_*(\omega) \\ 0 & i\chi_*(\omega) & \chi_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} + \begin{pmatrix} 0 & \beta_4(\omega) & -i\beta_1(\omega) \\ \beta_3(\omega) & 0 & 0 \\ i\beta_2(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}, \\ \mathbf{P} &= \begin{pmatrix} \alpha_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy}(\omega) & -i\alpha_*(\omega) \\ 0 & i\alpha_*(\omega) & \alpha_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & \beta_3(\omega) & -i\beta_2(\omega) \\ \beta_4(\omega) & 0 & 0 \\ i\beta_1(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (1.4.16)$$

В результате, для рассматриваемой МОК в зависимости от того, занимает ли рассматриваемая МЭ среда (ЛО АФМ со структурой $4_z^-2_x^+I^-$) нижнее ($z < 0$) или верхнее ($z > 0$) полупространство, сечение ПВВ нормальной ЭМ волны ТМ-

или ТЕ-типа плоскостью падения YZ определяется, с учетом (1.4.3), (1.4.4), (1.4.14), одним из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} \frac{k_y^2}{a_p^2} + \frac{(k_z + c_p)^2}{b_p^2} = 1, & \quad \frac{k_y^2}{a_s^2} + \frac{(k_z - c_s)^2}{b_s^2} = 1, & (z < 0), \\ \frac{k_y^2}{a_p^2} + \frac{(k_z - c_p)^2}{b_p^2} = 1, & \quad \frac{k_y^2}{a_s^2} + \frac{(k_z + c_s)^2}{b_s^2} = 1. & (z > 0) \end{aligned} \quad (1.4.17).$$

Следует отметить, что и для данного типа МЭ среды выполнены соотношения (1.4.8) – (1.4.10).

Из совместного анализа (1.4.3), (1.4.4), (1.4.13-14), (1.4.17) следует, что, если частота ω падающей на поверхность магнетика объемной волны ТМ- или ТЕ-типа такова, что:

$$\max\{\omega_{\alpha y}, \omega_{\alpha z}\} < \omega < \min\{\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}\} \quad \alpha = s, p \quad (1.4.18),$$

то угол между направлениями групповой скорости и фазовой скорости волны с поляризацией $\alpha = s, p$ в каждой точке сечения ПВВ (1.4.13-1.4.14), (1.4.17) является тупым. Однако в рассматриваемом случае выполнение соотношения (1.4.18) является только необходимым, но не достаточным условием формирования эффекта левой среды (одновременного существования и отрицательной рефракции, и отрицательной фазовой скорости). Рассмотрим границу раздела двух полупространств (внешняя нормаль к границе раздела \mathbf{q} совпадает с положительным направлением оси OZ), верхнее из которых занято немагнитной оптически изотропной средой, а нижнее – ЛО АФМ с анизотропным МЭ взаимодействием (П.1.14). Как показывает расчет, в этом случае области существования на плоскости $\omega - h$ объемных (заштрихованные) и эванесцентных (незаштрихованные) ЭМ волн с поляризацией $\alpha = p, s$ в магнитоэлектрике (П.1.15)- (П.1.17) при $\mathbf{k} \in YZ$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{L}_0 \parallel OZ$ имеют вид представленный на Рис. 3:

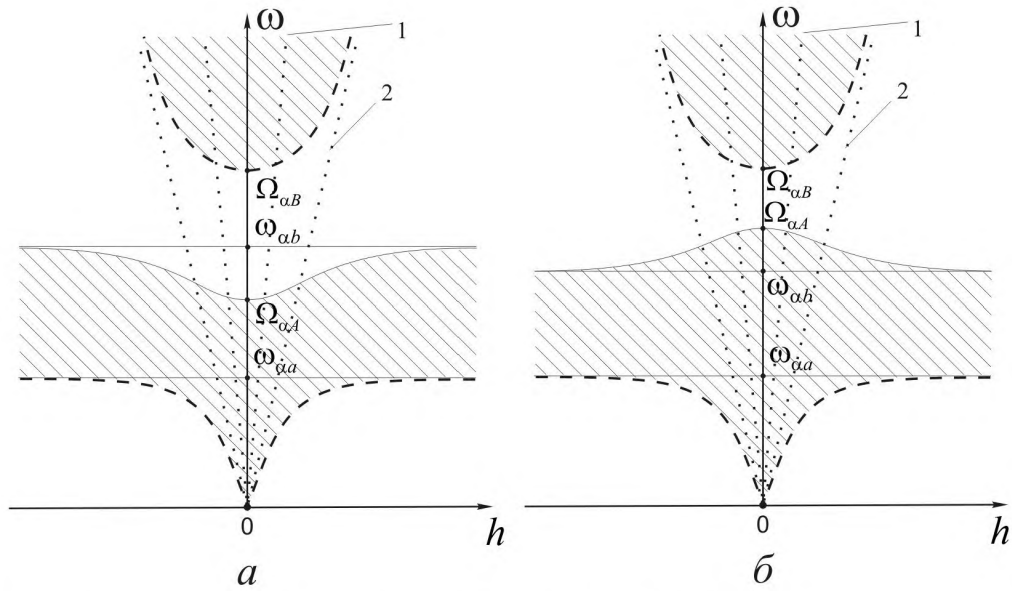


Рисунок 3. *а*) в случае (1.4.9); *б*) в случае (1.4.10). Линия 1 - $\omega = ch/\sqrt{\varepsilon}$; линия 2 - $\omega = ch/\sqrt{1+4\alpha_{0z}}$ - для волны *p*- типа и $\omega = ch/\sqrt{1+4\alpha_{0x}}$ - для волны *s*- типа.

Как следует из (П.1.14), в этой МОК при $|k_y| = a_\alpha$ ($\alpha = s, p$) вдоль поверхности магнетика распространяется предельная объемная волна, групповая скорость которой параллельна границе раздела сред, тогда как вектор фазовой скорости не ортогонален \mathbf{q} . Иными словами, соотношение $|k_y| = a_p$ определяет угол полного внутреннего отражения (ПВО). Если ввести радиус-вектор \mathbf{c}_α центра кривой (1.4.13-15), (1.4.17), то из совместного анализа с (1.4.18) следует, что для реализации в рассматриваемой МОК эффектов, отвечающих левой среде, помимо (1.4.18), необходимо также и выполнение условия:

$$(\mathbf{c}_\alpha \mathbf{q}) > 0 \quad \alpha = s, p \quad (1.4.19).$$

Для заданной ориентации \mathbf{q} и \mathbf{L}_0 выполнение (1.4.19) достигается за счет ориентации внешнего постоянного магнитного поля. Если условие (1.4.19) не выполнено, то для падающей волны с частотой, удовлетворяющей (1.4.18), в рассматриваемой МОК (магнитная среда занимает нижнее полупространство) будет иметь место только эффект отрицательной рефракции. Такая чувствительность рефракционных эффектов к относительной ориентации векторов \mathbf{q} и $[\mathbf{m}_0 \mathbf{P}_0]$ связана тем, что, с точки зрения электродинамических свойств, рассмат-

риваемая магнитная среда (П.1.14) во многом аналогична омега-среде (точнее, является гиротропной, МЭ омега-средой), для которой как раз и характерно наличие выделенной оси и анизотропия электродинамических свойств вдоль нее [5,28,60,61]. Если частота падающей на поверхность рассматриваемого магнетика (П.1.14) объемной волны с $\mathbf{k} \in YZ$ удовлетворяет соотношению (1.4.18), то эффекты левой среды могут быть реализованы также и в случае, когда $\mathbf{q} \parallel OY$. Однако, теперь вместе с (1.4.18) должны быть выполнены следующие соотношения:

$$(c_\alpha k_z) > 0, \quad |c_\alpha| < |k_z| < |b_\alpha| + |c_\alpha| \quad \alpha = s, p \quad (1.4.20).$$

Таким образом, в данной МОК для ЭМ волны с поляризацией α условия существования эффекта левой среды невязимны относительно смены знака угла падения. Следует отметить, что в отсутствии внешнего магнитного поля (точнее, при $m_0 = p_0 = 0$) существование эффекта левой среды для рассматриваемой МОК ($\mathbf{k} \in YZ$) невозможно (см. рисунки 3а, 4а):

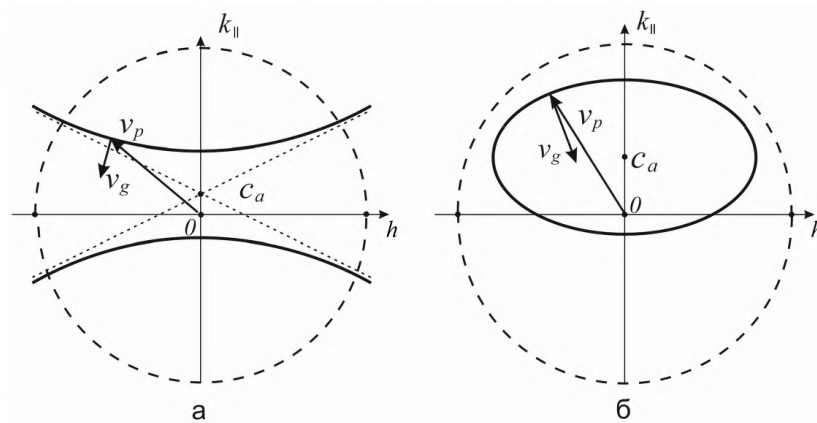


Рисунок 4. Сечения ПВВ плоскостью падения для структуры «изотропный диэлектрик – ЦАС ЛО АФМ»: а) скомпенсированный, б) нескомпенсированный ЛО АФМ в случае (1.4.18).

Результаты данного раздела были опубликованы в [1-а, 3-а].

Выводы к главе I

В данном разделе изучены особенности рефракции объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне под произвольным углом на поверхность полу-

ограниченного обменноколлинеарного как магнито скомпенсированного, так и магнито нескомпенсированного АФМ с антисимметричным пространственно однородным МЭ взаимодействием. В качестве примера рассмотрена двухподрешеточная модель одноосного АФМ со структурой $4_z^{\pm}2_x^+I^-$ при условии, что легкая магнитная ось лежит в плоскости падения и может быть коллинеарна или ортогональна относительно нормали к поверхности магнитоэлектрика \mathbf{q} .

На основе анализа полученных материальных соотношений показано, что в зависимости от частоты и угла падения имеет место формирование ряда новых особенностей при распространении объемной волны ТМ- или ТЕ-типа через границу раздела МЭ и немагнитной сред:

1) эффект отрицательной фазовой скорости (проекции на нормаль к границе раздела сред векторов фазовых скоростей для падающей и преломленной в мультиферроик объемной волны ТЕ- (ТМ-) типа имеют разные знаки), причем возможны несколько вариантов сечений ПВВ, ответственных за этот эффект;

2) формирование предельной объемной волны ТМ- или ТЕ-типа (вектор групповой скорости ортогонален нормали к границе раздела сред), вектор фазовой скорости которой, в зависимости от МОК, может образовывать острый или тупой угол с направлением внешней нормали к поверхности магнетика, тогда как вектор групповой скорости строго параллелен границе раздела сред;

3) эффект отрицательной рефракции скорости (проекции на границу раздела сред векторов групповых скоростей для падающей и преломленной в мультиферроик объемной волны ТЕ- (ТМ-) типа имеют разные знаки);

4) для выбранной МОК и структуры МЭ взаимодействия характер рефракции зависит от того, верхнее или нижнее полупространство занимает рассматриваемый магнитоэлектрик;

5) существует диапазон частот и углов падения, при которых полуограниченный мультиферроик по своим рефракционным свойствам является левой средой (одновременно реализуются эффекты отрицательной рефракции и отрицательной фазовой скорости);

6) отмеченные выше для ЭМ мультиферроика PML типа особенности рефракции характерны также и для рефракции объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность нескомпенсированного ЛО АФМ со структурой $4_z^{\pm}2_x^+I^-$ в той же МОК;

7) перечисленные выше эффекты являются чувствительными к тому, левую или правую тройку образует равновесная ориентация вектора ферромагнетизма, нормаль к границе раздела сред и волновой вектор волны p - или- s -поляризации.

ГЛАВА II. ОСОБЕННОСТИ УСИЛЕНИЯ ЭВАНЕСЦЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТМ- (ТЕ-) ТИПА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУОГРАНИЧЕННОЙ МАГНИТО- ИЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ АФМ СРЕДЫ

2.1. Особая поверхностная волна (ОПВ) как условие максимального усиления интенсивности эванесцентной электромагнитной волны в прозрачной диэлектрической среде

Как известно, в условиях ПВО в оптически менее плотной среде существование неоднородных эванесцентных волн возможно даже в отсутствие поглощения (в частности, в оптически прозрачных средах). В последние годы резко возрос интерес к условиям формирования и свойствам этого типа ЭМ возбуждений. В монографии [27] отмечено, что на границе раздела оптически изотропных непоглощающих и немагнитных сред максимальное (четырёхкратное) усиление интенсивности эванесцентных волн ТМ-типа по отношению к падающей извне объемной p -волне достигается при угле падения ϑ_p , равном критическому углу ПВО ϑ_{pc} . Этот вывод был основан на анализе амплитудного коэффициента прохождения, который вне области ПВО можно представить в виде:

$$T_\alpha = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + Z_\alpha} \quad (2.1.1)$$

где \tilde{Z}_α и Z_α - поверхностный импеданс для ЭМ волны с поляризацией $\alpha = s, p$ в оптически более плотной (\tilde{Z}_α) и менее плотной (Z_α) средах, соответственно. Однако условие достижения максимума коэффициента прохождения объемной ТМ-волны ($|T_p|^2 = 4$) при $\vartheta = \vartheta_{pc}$ [27] отвечает $Z_p = 0$, т.е. возбуждению в оптически менее плотной, изотропной среде особой объемной волны

(ООВ) с поляризацией p -типа⁵. Таким образом, вопрос об условиях достижения в области ПВО максимума интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа, бегущей вдоль границы раздела прозрачных диэлектрических сред, фактически остался открытым. Вместе с тем, в соответствии со своим определением, ООВ ТМ-типа по своим электродинамическим характеристикам ($Z_p=0$) удовлетворяет границе раздела “изотропный диэлектрик – идеальный металл” [16,17]. С другой стороны, как следует из [34,63], в случае границы раздела “изотропный диэлектрик – идеальный металл” постоянное внешнее электрическое E_0 или магнитное H_0 поле (а также их комбинация) вследствие динамического МЭ взаимодействия может приводить к формированию в диэлектрике однопарциальной поверхностной электромагнитной ТМ-волны. Однако, несмотря на это, возможность достижения с помощью постоянного внешнего магнитного или электрического поля (или их комбинации) максимального усиления в условиях в ПВО интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа на границе раздела двух диэлектрических сред до сих пор не рассматривалась.

В связи с этим, целью данного подраздела является определение необходимых условий, при выполнении которых для границы раздела оптически прозрачных сред можно, за счет наложения внешнего постоянного магнитного или электрического поля, реализовать максимальное (четырёхкратное) усиление интенсивности эванесцентных волн ТМ- или ТЕ-типа. В качестве примера рассмотрим плоскую границу раздела двух прозрачных полугограниченных немагнитных сред с нормалью к границе раздела q , считая, как и в случае (2.1.1), что верхнее полупространство занято оптически более плотной немагнитной средой, изотропной по своим ЭМ свойствам. Для нее соответствующие материальные соотношения можно представить в виде (1.1.1).

В этом случае выражения для поверхностных импедансов в оптически более плотной среде в зависимости от поляризации волны определяются как в (1.1.6). Что же касается нижнего полупространства, то будем полагать, что оно

⁵ особая объемная волна - это однопарциальная волна, у которой в любой момент времени мгновенный поток энергии через границу раздела сред равен нулю [17,62].

занято оптически прозрачным диэлектриком (1.1.2), (1.1.4). Как результат, в плоскости векторов \mathbf{q} и \mathbf{b} в рассматриваемой модели диэлектрика возможно независимое распространение нормальных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа с дисперсионными соотношениями (1.1.7-8). В дальнейшем будем полагать такую плоскость сагиттальной, а \mathbf{q} и \mathbf{b} - единичными векторами соответственно вдоль нормали к границе раздела сред и вдоль линии пересечения сагиттальной плоскости и плоскости границы раздела сред ($\mathbf{qb} = 0$). В зависимости от поляризации волны (ТМ- или ТЕ-типа), распространяющейся в нижнем полупространстве, поверхностный волновой импеданс для волны ТМ- или поверхностная волновая проводимость для волны ТЕ-типа Z_α в ковариантной форме [16] могут быть представлены в виде (1.1.6).

Совместный анализ (1.1.7-8) и (1.1.11) – (1.1.13) показывает, что и в рассматриваемом случае (внутри области ПВО) максимальное (четырёхкратное) усиление интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа ($|T_\alpha|^2 = 4$) определяется условием $Z_\alpha = 0$, но теперь оно реализуется не на границе области ПВО (при $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{ac}$), а внутри нее (при $(\eta''_\alpha)^2 > 0$). При этом частота ω и угол падения (проекция волнового вектора \mathbf{k} на границу раздела сред h) объемной ЭМ волны (ТЕ- или ТМ-типа) в верхней, оптически изотропной среде с учетом (1.1.6), (1.1.12) одновременно удовлетворяют одному из следующих соотношений ($(\eta''_\alpha)^2 > 0$):

$$Im\{Z_\alpha(\omega, h)\} = 0, \quad (2.1.2).$$

Вследствие (1.1.6), (2.1.2), для волны с заданной поляризацией $\alpha = p$ ($\alpha = s$) в области ПВО ($(\eta''_\alpha)^2 > 0$) одновременно также выполнены условия:

$$\varphi_\alpha = 0, \quad (\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0, \quad \alpha = s, p \quad (2.1.3)$$

Здесь \mathbf{S}_α - вектор Пойтинга эванесцентной волны с поляризацией α в оптически менее плотной среде, φ_α - фазовый сдвиг объемной волны с поляризацией α , отраженной от поверхности рассматриваемого одноосного диэлектрика в верхнюю, оптически более плотную среду ($tg(\varphi_\alpha/2) = Z_\alpha / \tilde{Z}_\alpha$). Анализ соот-

ношений (2.1.2) и (1.1.6) - (1.1.8) показывает, что при $\alpha = p$ соответствующее дисперсионное соотношение в (2.1.2) отвечает поверхностному ТМ-поляритону с $\mathbf{k} \in XY$, распространяющемуся вдоль границы раздела “немагнитный диэлектрик - идеальный электрический проводник (формально $\tilde{Z}_p = 0$)”. Если же в (2.1.2)-(2.1.3) $\alpha = s$, то речь идет о законе дисперсии поверхностного поляритона ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in XY$, распространяющегося в рассматриваемой оптической конфигурации вдоль границы раздела “немагнитный диэлектрик - идеальный магнитный проводник (формально $\tilde{Z}_s = 0$)”. Вследствие (2.1.2)-(2.1.3), у этого класса бегущих ЭМ волн в произвольный момент времени групповая скорость параллельна границе раздела сред (равен нулю поток энергии через границу раздела сред ($(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0$)). Таким образом, следуя аналогии с особыми объемными волнами ТМ- типа из [17,64], определяемые (1.1.6) –(1.1.8), (2.1.2) – (2.1.3) поверхностные поляритонные возбуждения можно назвать особыми поверхностными волнами ТМ- и ТЕ-типа. Что же касается границы области ПВО $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{\alpha\alpha}$, то, как показывает анализ, в рассматриваемом случае для формирующейся в оптически менее плотной среде волны ТМ- или ТЕ-типа $\eta''_\alpha = 0$, однако теперь она не является особой, поскольку для нее одновременно выполнены соотношения:

$$Z_\alpha \neq 0, \varphi_\alpha \neq 0, (\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) \neq 0, \alpha = s, p \quad (2.1.4).$$

В этом случае, как показывает расчет, поток энергии через границу раздела сред равен нулю только в среднем за период колебаний (см. также [12,59]), вследствие чего условие максимального усиления интенсивности эванесцентной волны не достигается ($|T_\alpha|^2 < 4$).

Как известно, в условиях ПВО существование неоднородных эванесцентных волн возможно даже в отсутствии поглощения (в частности, в оптически прозрачных средах). В последние годы резко возрос интерес к условиям формирования и свойствам этого типа ЭМ возбуждений. Не в последнюю очередь это связано с интенсивным развитием нанооптики (в частности, фотонной ска-

нирующей туннельной микроскопии), поскольку использование ЭВ позволяет выйти за рамки дифракционного предела. В этих условиях ключевым вопросом является анализ условий формирования и свойств распространяющихся ЭВ. В частности было показано, что на границе раздела оптически изотропных непоглощающих сред усиление интенсивности эванесцентных волн ТМ-типа достигается при угле падения, равном предельному углу ПВО [27]. При этом из анализа френелевских амплитудных коэффициентов следует, что отмеченное в [27] условие достижения максимума коэффициента прохождения объемной ТМ-волны отвечает возбуждению в оптически менее плотной среде особой предельной объемной волны с поляризацией p -типа .

Таким образом, вопрос о возможности достижения в условиях ПВО максимума усиления для эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа, бегущей вдоль границы раздела непроводящих прозрачных сред, фактически остался открытым. Однако до сих пор анализ эффекта усиления эванесцентных волн проводился исключительно в немагнитных средах [27]. Кроме того, в связи с освоением ИК диапазона, несомненный интерес представляет и также анализ свойств эванесцентных волн в магнитно упорядоченных средах, в частности, антиферромагнетиках, поскольку в этом типе магнитных материалов частоты АФМ резонанса вследствие больших внутренних магнитных полей лежат в терагерцевом частотном диапазоне. Кроме того, хорошо известно, что резонансные характеристики АФМ сред чувствительны не только к характеру магнитного упорядочения, но и к воздействию внешних полей, в частности, электрического [65]. При этом следует отметить, что уже в коллинеарной фазе скомпенсированного АФМ с центром симметрии (ЦС АФМ) в постоянном внешнем электрическом поле E_0 , ортогональном или коллинеарном легкой магнитной оси, по своим электродинамическим свойствам становится подобен омега-структуре [66-68]. Что же касается легкоплоскостной слабоферромагнитной фазы, то при указанных выше ориентациях E_0 ЦС АФМ по своим электродинамическим свойствам отвечает невзаимной киральной омега-среде [69-71]. Это позволяет рассчитывать на возможность целенаправленного и эффективно-

го воздействия с помощью постоянного внешнего электрического поля не только на характер рефракции объемной волны ТМ- или ТЕ-типа на границе раздела “немагнетик- антиферромагнетик”, но и на условия формирования и свойства эванесцентных волн той же поляризации, распространяющихся в условиях ПВО вдоль границы раздела магнитной и немагнитной сред.

До сих пор возможность целенаправленного влияния на условия достижения в условиях ПВО максимума интенсивности возбуждения эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа обсуждалась только в общем виде. В связи с этим целью следующего подраздела является анализ влияния постоянного внешнего электрического поля на условия формирования и свойства эванесцентных волн ТМ- и ТЕ-типа вблизи границы раздела “немагнетик - скомпенсированный ЦС АФМ”.

Результаты данного раздела были опубликованы в [4-а].

2.2. Свойства эванесцентных волн в электрически поляризованном диэлектрике. Скомпенсированный АФМ.

Как пример антиферромагнитной среды изучим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель обменно коллинеарного одноосного (OZ) АФМ. В качестве механизма, обеспечивающего в ЦС АФМ взаимодействие спиновой подсистемы и постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 , следуя [66-68], будем рассматривать квадратичное магнитооптическое взаимодействие (КМОВ). В этом случае в терминах векторов ферромагнетизма ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$) плотность термодинамического потенциала рассматриваемого АФМ можно представить как (П.1.1) Если $b > 0$, что отвечает коллинеарной фазе с легкой магнитной осью OZ, то в отсутствие постоянного внешнего электрического поля в основном состоянии $|\mathbf{m}_0| = 0$; $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, (\mathbf{m}_0 и \mathbf{l}_0 - равновесный вектор ферромагнетизма и антиферромагнетизма, соответственно). Расчет показывает, что вклю-

чение постоянного внешнего электрического поля как ортогонально (например, $\mathbf{E}_0 \parallel OY$), так и коллинеарно легкой магнитной оси (OZ), не изменяют по сравнению с $|\mathbf{E}_0|=0$ основного состояния. В этом случае, в зависимости от ориентации \mathbf{E}_0 , материальные соотношения для рассматриваемой модели магнитной среды в линейном по амплитуде малых колебаний приближении принимают вид:

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i\beta(\omega) \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E},$$

для $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ (2.2.1),

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} \alpha_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ i\beta(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H},$$

где

$$\chi_{xx}(\omega) = T_x \cdot \frac{\omega_{0x}^2}{\Delta_{0x}}; \quad \chi_{yy}(\omega) = T_y \cdot \frac{\omega_{0y}^2}{\Delta_{0y}}; \quad \alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \alpha_{x0} = \alpha_{y0}; \quad \alpha_{zz}(\omega) = \alpha_{z0} + R_z \cdot \frac{\omega_{0x}^2}{\Delta_{0x}} \quad (2.2.2)$$

$$\beta(\omega) = \sqrt{R_z \cdot T_x} \cdot \frac{\omega_{0x} \cdot \omega}{\Delta_{0x}}, \quad \Delta_{0y} = \omega_{0y}^2 - \omega^2; \quad \Delta_{0x} = \omega_{0x}^2 - \omega^2.$$

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} + \begin{pmatrix} 0 & -i\beta(\omega) & 0 \\ i\beta(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E},$$

для $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$ (2.2.3),

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} \alpha_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{zz} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & -i\beta(\omega) & 0 \\ i\beta(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H},$$

где

$$\chi_{xx}(\omega) = T_x \cdot \frac{\omega_0^2}{\Delta}; \quad \chi_{yy}(\omega) = T_y \cdot \frac{\omega_0^2}{\Delta}; \quad \chi_{zz} = 0;$$

$$\alpha_{xx}(\omega) = \alpha_{x0} + R_x \cdot \frac{\omega_0^2}{\Delta}; \quad \alpha_{yy}(\omega) = \alpha_{y0} + R_y \cdot \frac{\omega_0^2}{\Delta}; \quad \alpha_{zz} = \alpha_{z0}; \quad (2.2.4).$$

$$\beta(\omega) = \sqrt{R_y \cdot T_x} \cdot \frac{\omega_0 \omega}{\Delta}, \quad \Delta = \omega_0^2 - \omega^2; \quad R_x = R_y; \quad \alpha_{x0} = \alpha_{y0}; \quad T_x = T_y.$$

Здесь T_i - статическая магнитная восприимчивость в направлении $i = x, y, z$; α_{i0} - статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении $i = x, y, z$ без учета влияния магнитной подсистемы (или без учета КМОВ) [67]), $\alpha_{i0} + R_i$ -

статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении $i = x, y, z$ с учетом влияния магнитной подсистемы (или с учетом влияния КМОВ), $\omega_{0x,0y}$ и ω_0 - частоты однородного магнитного резонанса рассматриваемого неограниченного АФМ при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{I}_0 \parallel OZ$ и $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{I}_0 \parallel OZ$, соответственно.

Совместный анализ (2.2.1)–(2.2.4) показывает, что если волновой вектор распространяющихся ЭМ волн \mathbf{k} лежит в плоскости YZ , то для рассматриваемой модели неограниченного скомпенсированного АФМ кристалла для обоих приведенных выше вариантов ориентации \mathbf{E}_0 возможно независимое распространение нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа. Кроме того, при $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ независимое распространение нормальных магнитных поляритонов ТМ- и ТЕ-типа в рассматриваемом неограниченном скомпенсированном ЛО АФМ с основным состоянием $|\mathbf{m}_0| = 0$, $\mathbf{I}_0 \parallel OZ$ возможно также и при $\mathbf{k} \in XY$. В случае $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$ задача обладает цилиндрической симметрией с осью вращения вдоль $\mathbf{I}_0 \parallel OZ$. Из (2.2.1)–(2.2.2) следует, что в скомпенсированном ЛО АФМ постоянное внешнее электрическое поле $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ оказывает влияние только на условия распространения нормальной ЭМ волны ТМ-типа при $\mathbf{k} \in YZ$ или только ТЕ-типа при $\mathbf{k} \in XY$. Что же касается конфигурации, при которой $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{I}_0 \parallel OZ$, то, как следует из (2.2.3)–(2.2.4), КМОВ принимает участие в формировании дисперсионных свойств нормальных магнитных поляритонов как ТЕ-, так и ТМ-типа. Будем считать заданными внешними параметрами частоту ω и угол падения (тангенциальную составляющую волнового вектора h) объемной волны с поляризацией $\alpha = p, s$, падающей извне на поверхность АФМ, который занимает нижнее полупространство. На плоскости внешних параметров ω - h области существования эванесцентных волн ТМ- ($\alpha = p$) или ТЕ- ($\alpha = s$) типа для заданной геометрии распространения определяются из (2.2.1)–(2.2.4) условием $(\eta_\alpha'')^2 > 0$.

Если немагнитная среда оптически изотропна ($\tilde{\varepsilon} = \text{const}$), то ее материальные соотношения имеют вид (1.1.1). Для расчета амплитудного коэффициента отражения учтем, что на границе раздела магнитной и немагнитной сред стан-

дартная система электродинамических граничных условий может быть представлена в виде:

$$\mathbf{E}_\tau = \tilde{\mathbf{E}}_\tau, \quad \mathbf{H}_\tau = \tilde{\mathbf{H}}_\tau. \quad (2.2.5)$$

Здесь τ – единичный двумерный вектор, лежащий в плоскости границы раздела магнитной и немагнитной сред.

Считая немагнитную среду оптически более плотной, чем магнитная, рассмотрим эффект ПВО при падении объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа на границу раздела сред. Так как в данной работе нас интересуют свойства ЭВ только ТМ- или ТЕ-типа, то в дальнейшем ограничимся рассмотрением следующих магнитооптических конфигураций (МОК) $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{q} \parallel OY$ (если $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ или $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$) и $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{q} \parallel OX$, $\mathbf{q} \parallel OY$ (если $\mathbf{E}_0 \parallel OY$). Если ограничиться анализом случаев $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0$ или $\mathbf{q} \perp \mathbf{E}_0$, то стандартная методика расчета показывает, что в условиях ПВО ($(n_\alpha'')^2 > 0$) амплитудные коэффициенты отражения и прохождения объемной ТЕ- или ТМ-волны R_α и T_α ($\alpha = s$ или $\alpha = p$, соответственно), падающей извне на поверхность рассматриваемого АФМ полупространства соответственно имеют вид [27,59]:

$$R_\alpha = e^{i\varphi_\alpha}; \quad \operatorname{tg}\left(\frac{\varphi_\alpha}{2}\right) = \frac{Z_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha}; \quad T_\alpha = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha}, \quad \alpha = s, p \quad (2.2.6)$$

где φ_α - фазовый сдвиг объемной волны с поляризацией $\alpha = s, p$, отраженной от поверхности полуограниченного АФМ вглубь немагнитной, оптически более плотной среды. Для описания в условиях ПВО рефракции объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность рассматриваемого скомпенсированного АФМ с основным состоянием $|\mathbf{m}_0| = 0$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, можно ввести следующие поверхностные импедансы для АФМ среды ($\mu_{ij} = \delta_{ij} + 4\pi\chi_{ij}$, $\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + 4\pi\alpha_{ij}$, здесь $i, j = x, y, z$; $\gamma = 4\pi\beta$):

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$, то

$$Z_p = -\frac{(q_p + \gamma k_0)}{k_0 \varepsilon_{zz}}; \quad q_p^2 = h^2 \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{yy}} - k_0^2 (\varepsilon_{zz} \mu_{xx} - \gamma^2); \quad (2.2.7)$$

$$Z_s = \frac{q_s}{k_0 \mu_{zz}}; \quad q_s^2 = h^2 \frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} - k_0^2 \mu_{zz} \varepsilon_{xx} \quad ,$$

при $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$

$$Z_p = \frac{q_p}{k_0 \varepsilon_{yy}}; \quad q_p^2 = h^2 \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - k_0^2 \left(\varepsilon_{yy} \mu_{xx} - \gamma^2 \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} \right);$$

$$Z_s = -\frac{q_s}{k_0 \mu_{yy}}; \quad q_s^2 = h^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} - k_0^2 \mu_{yy} \varepsilon_{xx} \quad (2.2.8)$$

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$

$$Z_p = \frac{(q_p - \gamma k_0)}{k_0 \varepsilon_{yy}}; \quad q_p^2 = h^2 \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} - k_0^2 \left(\varepsilon_{yy} \mu_{xx} - \gamma^2 \right);$$

$$Z_s = -\frac{(q_s + \gamma k_0)}{k_0 \mu_{yy}}; \quad q_s^2 = h^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} - k_0^2 (\mu_{yy} \varepsilon_{xx} - \gamma^2) \quad (2.2.9)$$

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{k} \in YZ$

$$Z_p = -\frac{q_p}{k_0 \varepsilon_{zz}}; \quad q_p^2 = h^2 \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{yy}} - k_0^2 \left(\varepsilon_{zz} \mu_{xx} - \gamma^2 \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{yy}} \right);$$

$$Z_s = \frac{q_s}{k_0 \mu_{zz}}; \quad q_s^2 = h^2 \frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} - k_0^2 \left(\mu_{zz} \varepsilon_{xx} - \gamma^2 \frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \right) \quad (2.2.10)$$

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, то

$$Z_p = \frac{q_p}{k_0 \varepsilon_{xx}}; \quad q_p^2 = \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{yy}} h^2 - \varepsilon_{xx} \mu_{zz} k_0^2;$$

$$Z_s = -\frac{(q_s + \gamma k_0)}{k_0 \mu_{xx}}; \quad q_s^2 = \frac{\mu_{xx}}{\mu_{yy}} h^2 - k_0^2 (\mu_{xx} \varepsilon_{zz} - \gamma^2) \quad (2.2.11)$$

Наконец, для $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, но $\mathbf{q} \parallel OX$, то

$$Z_p = -\frac{q_p}{k_0 \varepsilon_{yy}}; \quad q_p^2 = \left(\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{xx}} h^2 - k_0^2 \varepsilon_{yy} \mu_{zz} \right);$$

$$Z_s = \frac{q_s}{k_0 \mu_{yy}}; \quad q_s^2 = \frac{\mu_{yy}}{\mu_{xx}} h^2 - k_0^2 \mu_{yy} \left(\varepsilon_{zz} - \frac{\gamma^2}{\mu_{xx}} \right) \quad (2.2.12)$$

Здесь q_α – показатель спадания амплитуды ЭМ волны вдоль нормали к границе раздела сред, т.е. величина, характеризующая в условиях ПВО обратную глубину проникновения эванесцентной поляритонной волны с поляризацией $\alpha = p, s$ в рассматриваемый ЛО АФМ. Условие $q_\alpha = 0$ определяет предельный угол ПВО волны с поляризацией ($\alpha = p, s$) и частотой ω . Мгновенный (\mathbf{S}) и усредненный по временному периоду колебаний ($\langle \mathbf{S} \rangle$) поток энергии, переносимый эванесцентной волной с поляризацией $\alpha = s, p$ соответственно определяются на основе следующих соотношений [27,59]:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{16\pi} [(\mathbf{E} + \mathbf{E}^*)(\mathbf{H} + \mathbf{H}^*)]; \quad \langle \mathbf{S} \rangle = \frac{c}{16\pi} [\mathbf{E}\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\mathbf{H}], \quad (2.2.13).$$

Сразу же отметим, что как показывает расчет, проекция $\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle$ на нормаль к границе раздела сред \mathbf{q} ($\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle \mathbf{q}$) для всех рассматриваемых МОК равна нулю. Это отвечает отсутствию, в среднем за период колебаний, переноса энергии в условиях ПВО через границу раздела в данном случае магнитной и немагнитной сред [16,59]. Рассмотрим теперь управляемые с помощью \mathbf{E}_0 свойства эванесцентных волн ТМ- или ТЕ-типа для выше перечисленных типов МОК. Начнем с варианта, когда внешнее электрическое поле касательно поверхности АФМ.

В этом случае из (2.2.8), (2.2.10), (2.2.12) следует, что для обсуждаемого скомпенсированного АФМ с $\mathbf{l}_0 \parallel \text{OZ}$ и исследуемых вариантов МОК ($\mathbf{k} \in YZ, \mathbf{q} \parallel \text{OY}, \mathbf{E}_0 \parallel \text{OZ}$; $\mathbf{k} \in YZ, \mathbf{q} \parallel \text{OZ}, \mathbf{E}_0 \parallel \text{OY}$; $\mathbf{k} \in XY, \mathbf{q} \parallel \text{OX}, \mathbf{E}_0 \parallel \text{OY}$) на плоскости внешних параметров ω - h области существования объемных ($q_\alpha^2 < 0$) и эванесцентных ($q_\alpha^2 > 0$) электромагнитных волн ТМ- или ТЕ-типа имеют вид, представленный в Приложении 5. В дальнейшем для заданного угла падения точка пересечения прямой $\omega = \text{const}$ с одной из линий, удовлетворяющих условию $q_\alpha^2 = 0$, определяет предельный угол ПВО $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$ ($\alpha = s, p$) падающей из-

вне на поверхность магнетика объемной волны с частотой ω и поляризацией ТМ- или ТЕ-типа.

Если $\mathbf{k} \in YZ$, то касательная к поверхности составляющая усредненного по времени потока энергии $\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle$, который связан с возбуждаемой в магнетике в условиях ПВО ($q_\alpha^2 > 0$) эванесцентной волной с поляризацией $\alpha = s, p$, в зависимости от конкретной МОК при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$ имеет вид:

$$\langle S_{sz} \rangle = \frac{ck_z}{8\pi k_0 \mu_{yy}} |E_x|^2 e^{2q_s y}; \quad \langle S_{pz} \rangle = \frac{ck_z}{8\pi k_0 \varepsilon_{yy}} |H_x|^2 e^{2q_p y}, \quad \mathbf{q} \parallel OY \quad (2.2.14),$$

$$\langle S_{sy} \rangle = \frac{ck_y}{8\pi k_0 \mu_{zz}} |E_x|^2 e^{2q_s z}; \quad \langle S_{py} \rangle = \frac{ck_y}{8\pi k_0 \varepsilon_{zz}} |H_x|^2 e^{2q_p z}, \quad \mathbf{q} \parallel OZ. \quad (2.2.15)$$

Здесь при $\mathbf{q} \parallel OY$ - $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ$, тогда как при $\mathbf{q} \parallel OZ$ - $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$.

При $\vartheta = \vartheta_{\alpha} (\alpha = s, p)$ в данной МОК распространяется особая предельная объемная волна с поляризацией $\alpha = s, p$ (для нее в (1.1.13) $T_\alpha^2 = 4$). Расчет показывает, что во всей области существования эванесцентной волны как ТМ-, так и ТЕ-типа, для выбранных МОК (в том числе и когда угол падения совпадает с предельным углом ПВО для волны ТМ- или ТЕ-типа: $\vartheta = \vartheta_{\alpha}$) выполнено соотношение $\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle \mathbf{h} > 0$. Другими словами, для указанных МОК формирующаяся в АФМ среде как особая предельная объемная, так и эванесцентная волна ТМ- или ТЕ-типа, переносят энергию в направлении своего распространения (т.е. относятся к волнам прямого типа). Совместный анализ соотношений (2.2.8), (2.2.11), (2.2.14)-(2.2.15) показывает, что в случае $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$ для падающей извне на поверхность АФМ объемной ТЕ-волны с $\mathbf{k} \in YZ$ формируется интервал частот (см. Приложение 5, рисунок 1б), для которых отсутствует предельный угол ПВО ϑ_{cs} (в рамках рассматриваемой модели). Другими словами, в этих условиях формирование эванесцентной волны ТЕ-типа возможно при любой величине угла падения. Для волны ТМ- типа ($\mathbf{k} \in YZ$) аналогичный эффект (отсутствие ϑ_{cp} и формирование эванесцентной ТМ-типа при любом h и выделенном частотном интервале) при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$ сохраняется, по сравнению со случаем

$|\mathbf{E}_0| = 0$. Что касается МОК, в которой $\mathbf{k} \in XY$, то при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$ ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{q} \parallel OX$) касательная к поверхности составляющая усредненного по времени потока энергии $\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle$, связанного с возбуждаемой в магнетике в условиях ПВО эванесцентной ($q_\alpha^2 > 0$) или однородной объемной ($q_\alpha^2 = 0$) волной с поляризацией $\alpha = s, p$, может быть представлена в виде:

$$\langle S_{sy} \rangle = \frac{ck_y}{8\pi k_0 \mu_{xx}} |E_z|^2 e^{2q_s x}; \quad \langle S_{py} \rangle = \frac{ck_y}{8\pi k_0 \varepsilon_{xx}} |H_z|^2 e^{2q_p x}; \quad (2.2.16).$$

Таким образом, анализ показывает, что если $E_0 < E_c$ ⁶, то внутри интервала частот $\omega_{0y} < \omega < (1 + 4\pi T_x)\omega_{0x}$ (см. Приложение 5, рисунок 2, а) вдоль поверхности рассматриваемого антиферромагнетика распространяется эванесцентная волна ТЕ-типа, у которой вектора фазовой и групповой скоростей антипараллельны ($\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle h < 0$), а значит в этом частотном диапазоне возбуждаемая в магнетике неоднородная s-волна является волной обратного типа. Для эванесцентной волны ТМ-типа ($q_p^2 > 0$) или однородной объемной волны ТМ- или ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in XY$ такой эффект в рамках рассматриваемой модели и МОК не имеет места. Что же касается $E_0 > E_c$ ($\mathbf{q} \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$), то в этом случае независимо от частотного диапазона эванесцентная ТЕ- волна будет отвечать волне прямого типа ($\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle h > 0$). Кроме того, в рассматриваемой МОК для падающей на поверхность АФМ объемной ТЕ-волны с $\mathbf{k} \in XY$ формируются интервалы частот, для которых в рамках рассматриваемой модели эванесцентная волна ТЕ-типа существует в магнетике при любой величине волнового числа.

Совместный анализ френелевских коэффициентов прохождения (2.2.6) и (2.2.8), (2.2.10), (2.2.12) показывает, что для всех рассмотренных выше МОК с $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$ (как для $\mathbf{k} \in YZ$, так и при $\mathbf{k} \in XY$) в области ПВО возможно одновременное выполнение соотношений (2.1.2 -3) при условии, что $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{\alpha\alpha}$, $q_\alpha^2 = 0$. Как известно (см., например, [27]), в условиях ПВО $|T_\alpha|^2$ характеризует интен-

⁶ E_c для исследуемой МОК определяется равенством $\omega_{0y}^2(E_c) = (1 + 4\pi T_x) \cdot \omega_{0x}^2(E_c)$

сивность возбуждения в оптически менее плотной среде (в данном случае ЛО АФМ) эванесцентной волны с поляризацией $\alpha = p, s$ на границе раздела сред (для оптически прозрачных сред $0 < |T_\alpha|^2 < 4$). В рассматриваемом случае выполнение соотношений (2.1.2-3) означает, что для исследуемых МОК максимум амплитудного коэффициента прохождения для волны ТМ- или ТЕ-типа (T_α) как при $|\mathbf{E}_0|=0$, так и при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$, достигается в случае, когда угол падения плоской объемной ЭМ волны поляризации α из немагнитной, оптически более плотной среды отвечает предельному углу ПВО $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}(\mathbf{E}_0, \omega)$. При этом для отраженной в немагнетик объемной волны ТМ- или ТЕ-типа сдвиг фазы φ_α ($\alpha = s, p$) равен нулю. Оба эти эффекта (как $T_\alpha = 2$, так и $\varphi_\alpha = 0$) связаны с тем, что в любой момент времени $Z_\alpha = 0$. В зависимости от поляризации волны $\alpha = s, p$ условие $Z_\alpha = 0$ имеет различный физический смысл. Для волны ТМ-типа условие $Z_p = 0$ отвечает границе раздела “АФМ - идеальный металл ($\mathbf{E}_\tau = 0$)”, а для волны ТЕ-типа условие $Z_s = 0$ отвечает границе раздела “АФМ - идеальный магнетик ($\mathbf{H}_\tau = 0$)”. И в том, и в другом случае при $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$ вдоль АФМ распространяется однородная ($q_\alpha = 0$) объемная волна с поляризацией $\alpha = s, p$. Ранее в работах [17] были изучены условия возникновения и распространения подобных однопарциальных объемных волн ТМ-типа (необыкновенная волна) с $(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0$ в случае границы раздела “оптически одноосный немагнитный диэлектрик - идеальный металл”. Если воспользоваться данной терминологией, то можно утверждать, что для всех рассмотренных выше МОК при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$ и $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$ вдоль поверхности АФМ распространяется особая объемная волна с соответствующей поляризацией α ($\alpha = s, p$). В данном случае это однопарциальная объемная волна ТМ- или ТЕ-типа, у которой в любой момент времени мгновенный поток энергии через границу раздела сред равен нулю $(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0$. Для анализа влияния ориентации постоянного внешнего электрического поля на свойства возбуждаемых в АФМ эванесцентных и особых объемных волн ТМ- или ТЕ-типа для

всех вышеперечисленных МОК далее рассмотрим случай $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$, т.е. когда внешнее электрическое поле нормально к поверхности АФМ.

Расчет показывает, что при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$ для обсуждаемой модели скомпенсированного ЛО АФМ с $\mathbf{I}_0 \parallel OZ$ и исследуемых вариантов МОК ($\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$; $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$; $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$) на плоскости ω - h области существования объемных и эванесцентных электромагнитных волн ТМ- или ТЕ-типа имеют вид, представленный в Приложении 5.

В результате при условии, что $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{c\alpha}$, $q_\alpha^2 = 0$, одновременное выполнение соотношений (2.1.3) возможно, только если $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$ ($\mathbf{I}_0 \parallel OZ$) для моды ТМ-типа или $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$ ($\mathbf{I}_0 \parallel OZ$) для моды ТЕ-типа. Что же касается остальных отмеченных выше вариантов рассматриваемых МОК с $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$, то для них при условии, что $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{c\alpha}$, $q_\alpha^2 = 0$, вследствие влияния КМОВ одновременно выполнены соотношения:

$$T_\alpha < 2, \quad Z_\alpha \neq 0, \quad \varphi_\alpha \neq 0; \quad (\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) \neq 0, \quad \langle \mathbf{S}_\alpha \rangle \mathbf{q} = 0, \quad \alpha = s, p. \quad (2.2.17).$$

Для моды ТМ-типа это имеет место при $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$ ($\mathbf{I}_0 \parallel OZ$) или $\mathbf{k} \in XY$ и $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{I}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$. Для моды ТЕ-типа вариант (2.2.17) реализуется, если $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$ ($\mathbf{I}_0 \parallel OZ$) или $\mathbf{k} \in YZ$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{I}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$.

Таким образом, при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$ в силу $Z_\alpha \neq 0$ $(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) \neq 0$ для отмеченных вариантов МОК формирующаяся в АФМ однородная ($q_\alpha = 0$) однопарциальная объемная волна ТМ- или ТЕ-типа в соответствии с определением, данным выше, перестает быть особой. Вместе с тем, совместный анализ (2.2.6)-(2.2.7), и (2.2.9), (2.2.11), (2.2.12) показывает, что возможность одновременного выполнения соотношений (2.1.3) при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$ в зависимости от поляризации волны $\alpha = s, p$ по-прежнему может сохраняться, но теперь в области ПВО ($q_\alpha^2 > 0$). Следуя (2.2.6), соответствующее значение угла падения $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{*\alpha}$ ($\mathcal{G}_{*\alpha} \neq \mathcal{G}_{c\alpha}$) определяется условием $Z_\alpha = 0$. Для этого частота и угол наклона падающей из-

вне на поверхность рассматриваемого АФМ объемной волны с ТМ- или ТЕ- типа должны одновременно удовлетворять соотношениям:

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$

$$h^2 = \varepsilon_{xx} \mu_{zz} k_0^2; (\gamma k_0 < 0); \quad \alpha = s, \quad h^2 = \mu_{xx} \varepsilon_{zz} k_0^2; (\gamma k_0 > 0); \quad \alpha = p \quad (2.2.18),$$

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$ ($\mathbf{l}_0 \parallel OZ$), $\mathbf{k} \in YZ$;

$$h^2 = \mu_{xx} \varepsilon_{yy} k_0^2; (\gamma k_0 > 0); \quad \alpha = p \quad (2.2.19),$$

при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$

$$h^2 = \mu_{yy} \varepsilon_{zz} k_0^2; (\gamma k_0 < 0); \quad \alpha = s \quad (2.2.20).$$

Анализ показывает, что в случае $\alpha = p$ дисперсионные соотношения (2.2.18), (2.2.19) отвечают поверхностному магнитному ТМ-поляритону с $\mathbf{k} \in YZ$, распространяющемуся вдоль границы раздела “АФМ - идеальный металл (формально $\tilde{Z}_p = 0$)”. Если же $\alpha = s$, то соотношения (2.2.18), (2.2.20) определяют спектр поверхностного магнитного поляритона ТЕ-типа, распространяющегося в рассматриваемой МОК вдоль границы раздела “АФМ - идеальный магнетик (формально $\tilde{Z}_s = 0$)”. В результате, у этого типа волн не только групповая скорость параллельна границе раздела сред, но и в произвольный момент времени равен нулю поток энергии через границу раздела сред ($\langle \mathbf{S}_\alpha \mathbf{q} \rangle = 0$). Таким образом, следуя аналогии с особыми объемными волнами ТМ- и ТЕ-типа, рассмотренными выше (см. также [17,64]), определяемые (2.1.3), (2.2.18) – (2.2.20) поверхностные поляритонные возбуждения ($q_\alpha^2 > 0$) можно назвать особыми поверхностными волнами ТМ- и ТЕ-типа.

Расчет показывает, что касательная к поверхности АФМ составляющая $\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle$ для эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа в зависимости от конкретной МОК и в этом случае с учетом материальных соотношений (2.2.1)-(2.2.4) по-прежнему определяется соотношениями (2.2.14). Таким образом, как эванес-

центные волны, так и особые поверхностные волны, определяемые (2.2.17), (2.2.19)-(2.2.20), при $\mathbf{k} \in YZ$ относятся к волнам прямого типа ($\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle h > 0$). Это означает, что при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$ в рассматриваемой МОК независимо от поляризации объемной волны (ТМ- или ТЕ-типа), падающей извне на поверхность ЛО АФМ под углом $\vartheta = \vartheta_{*\alpha}$, в области ПВО реализуется максимум интенсивности возбуждаемой в магнетике эванесцентной волны той же поляризации ($|T_\alpha|^2 = 4$). Этот вывод сохраняется и в случае, когда одновременно $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$ ($\mathbf{l}_0 \parallel OZ$), $\mathbf{k} \in YZ$, а извне на поверхность рассматриваемого ЛО АФМ падает объемная волна ТМ-типа. Что касается эванесцентной волны ТЕ-типа, то в данном случае ее свойства не изменяются по сравнению с $|\mathbf{E}_0| = 0$.

В случае $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$ ($\mathbf{l}_0 \parallel OZ$) и $\mathbf{k} \in XY$ эффект максимального усиления интенсивности эванесцентной волны под действием электрического поля имеет место только для волн ТЕ-типа ($\vartheta = \vartheta_{*s} \neq \vartheta_{cs}$, $T_s = 2$). В частности, для $\vartheta = \vartheta_s$ и $\omega_{sy} < \omega < \omega_{sx}$ при $E_0 < E_c$ или $\omega_{0y} < \omega < \omega_{sy}$ при $E_0 > E_c$ в рассматриваемом АФМ возможно возбуждение однородной объемной ТЕ-волны обратного типа. Кроме этого, в диапазоне частот $\omega_{0y} < \omega < \omega_{sy}$ ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$) реализуются условия, при которых с ростом частоты падающей извне на поверхность рассматриваемого АФМ объемной ТЕ-волны убывает угол падения ϑ_{*s} для которого в области ПВО справедливо (2.1.3). Отметим, что в данном случае существует частотный диапазон (см. Приложение 5, рисунок 4), внутри которого особая поверхностная ТЕ-волна является волной обратного типа. Во всех остальных случаях формирующаяся в обсуждаемой МОК особая поверхностная волна ТЕ-типа относится к волнам прямого типа.

Отметим, что для всех рассмотренных МОК смена знака $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q})$, в соответствии с (2.2.18)-(2.2.20), приводит к смене частотного интервала, внутри которого существуют указанные выше типы ОПВ: $\omega > \omega_0$ или $\omega < \omega_0$ при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$ (в остальных рассмотренных случаях $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$: $\omega > \omega_{0x}$ или $\omega < \omega_{0x}$). Результаты данного раздела были опубликованы в [6-а].

2.3. Свойства эванесцентных волн в электрически и магнитополяризованном диэлектрике . Нескомпенсированный АФМ

Из результатов [71] следует, что если направление \mathbf{E}_0 ортогонально равновесному вектору ферромагнетизма, то антиферромагнетик по своим электродинамическим свойствам становится подобен киральной омега-среде [66]. Одновременно с этим, наличие ненулевого суммарного магнитного момента в случае $|\mathbf{E}_0| \neq 0$ приводит (при учете КМОВ) также и к формированию пространственно однородного линейного МЭ эффекта. Все это позволяет рассчитывать на дополнительные возможности целенаправленного и эффективного воздействия на характер распространения и свойства эванесцентных волн ТМ- и ТЕ-типа в легкоплоскостной фазе исследуемого нескомпенсированного ЦС АФМ с помощью постоянного внешнего электрического поля.

В связи с этим, целью в данном разделе изложены результаты анализа влияния постоянного внешнего электрического поля на условия формирования и интенсивность эванесцентных волн ТМ- и ТЕ-типа вблизи границы раздела немагнитной (1.1.1) и нескомпенсированной АФМ сред . По-прежнему будем рассматривать двухподрешеточную модель одноосного АФМ с центром симметрии (П.1.1.), но теперь будем полагать, что в (П.1.1) $b < 0$ и $b_1 > 0$, что отвечает легкоплоскостной слабоферромагнитной фазе:

$$\mathbf{m}_0 \parallel OX ; \mathbf{l}_0 \parallel OY \quad (2.3.1).$$

Расчет показывает, что и в данном случае включение постоянного внешнего электрического поля как коллинеарно к легкой магнитной оси ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$), так и ортогонально ей (например, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$), не изменяют указанного выше основного состояния (2.3.1). Материальные соотношения для рассматриваемой модели ЦС АФМ при $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ в линейном по амплитуде малых колебаний приближении, могут быть представлены в виде (П.1.16-18). Следует подчеркнуть, что аналогичная структура уравнений связи отвечает также и ЦАС АФМ (П.1.12-14) с основным состоянием (П.1.15). В результате, если волновой вектор распростра-

нящихся электромагнитных волн \mathbf{k} лежит в плоскости YZ , то для обоих приведенных выше вариантов ориентации вектора \mathbf{E}_0 в исследуемом неограниченном нескомпенсированном АФМ возможно независимое распространение нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа.

Также как и в предыдущем подразделе будем считать, что рассматриваемый полуограниченный АФМ занимает нижнее полупространство, а на границе раздела магнитной и оптически изотропной немагнитной сред выполнена стандартная система граничных ЭМ условий (1.1.9). В этом случае расчет показывает, что при $\mathbf{k} \in YZ$ для описания в условиях рефракции волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность рассматриваемого нескомпенсированного АФМ с основным состоянием (2.3.1), соотношения для амплитудных коэффициентов отражения R_α и прохождения T_α волны ТМ- или ТЕ-типа структурно по-прежнему совпадают с (1.1.11) и (1.1.13), соответственно. Однако теперь выражения для поверхностных импедансов, в зависимости от поляризации ($\alpha = p, s$) возбуждаемой в магнетике эванесцентной волны и ориентации нормали \mathbf{q} к границе магнитной и немагнитной сред, принимают вид ($\mathbf{k} \in YZ$):

при $\mathbf{q} \parallel OY$

$$Z_p = \frac{\varepsilon_{yy}}{k_0(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(-q_p + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} h + k_0 \frac{\varepsilon_* \bar{\beta}_4 - \varepsilon_{yy} \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{yy}} \right), \quad (2.3.2)$$

$$q_p = \sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{yy}} \left(h + k_0 \frac{\varepsilon_{zz} \bar{\beta}_4 - \varepsilon_* \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{zz}} \right)^2 - k_0^2 \frac{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}}},$$

где $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости, $\bar{\beta}_j = 4\pi\beta_j$ ($j = \overline{1,4}$)

$$Z_s = \frac{\mu_{yy}}{k_0(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(q_s - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} h + k_0 \frac{\mu_* \bar{\beta}_3 - \mu_{yy} \bar{\beta}_2}{\mu_{yy}} \right), \quad (2.3.3)$$

$$q_s = \sqrt{\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \left(h - k_0 \frac{\mu_{zz} \bar{\beta}_3 - \mu_* \bar{\beta}_2}{\mu_{zz}} \right)^2 - k_0^2 \frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2)}{\mu_{yy}\mu_{zz}}};$$

при $\mathbf{q} \parallel \text{OZ}$ ($h = k_y$)

$$Z_p = \frac{\varepsilon_{zz}}{k_0(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(q_p^{re} + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{zz}} h \right),$$

$$q_p^{re} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} h^2 - k_0^2 \frac{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\varepsilon_{zz}^2}} \quad (2.3.4)$$

$$Z_s = \frac{\mu_{zz}}{k_0(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(-q_s^{re} - \frac{\mu_*}{\mu_{zz}} h \right),$$

$$q_s^{re} = \sqrt{\frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} h^2 - k_0^2 \frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2)}{\mu_{zz}^2}} \quad (2.3.5)$$

В случае (2.3.4)-(2.3.5): $q_\alpha = q_\alpha^{re} + iq_\alpha^{im}$, где $q_p^{im} = k_0(\varepsilon_*\bar{\beta}_1 - \varepsilon_{zz}\bar{\beta}_4)/\varepsilon_{zz}$, $q_s^{im} = -k_0(\mu_*\bar{\beta}_2 - \mu_{zz}\bar{\beta})/\mu_{zz}$. Для занимающей верхнее полупространство внешней, по отношению к рассматриваемому АФМ, немагнитной среды с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}$ остаются в силе приведенные выше соотношения поверхностных импедансов \tilde{Z}_s , \tilde{Z}_p для ЭМ волны s- и p- поляризации (см. (1.1.11)). Чтобы определить, к каким дополнительным (по отношению к гиротропии) эффектам в условиях формирования и распространения эванесцентных волн ТМ- или ТЕ-типа приводит включение постоянного внешнего электрического поля в обсуждаемой слабоферромагнитной фазе (2.3.1) ЦС АФМ, рассмотрим вначале случай $|\mathbf{E}_0| = 0$.

Как показывает расчет, при $|\mathbf{E}_0| = 0$ в материальных соотношениях (П.1.16)-(П.1.17) одновременно $\beta_{1-4} \equiv 0$ и $R_{x-z} \equiv 0$, т.е. в системе отсутствует как линейный МЭ ($\beta_{3,4} \equiv 0$), так и псевдокиральные ($\beta_{1,2} \equiv 0$) эффект. По-прежнему будем считать заданными внешними параметрами частоту и угол падения (поперечный волновой вектор \mathbf{k}_\perp) объемной волны с поляризацией α ($\alpha = p, s$), падающей извне на поверхность АФМ с $\mathbf{q} \parallel \text{OY}$ или $\mathbf{q} \parallel \text{OZ}$. В этом случае на плоскости $\omega - h$ области эванесцентных волн ТМ- или ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in \text{YZ}$ для заданной геометрии распространения определяются из (2.3.2) – (2.3.5)

условием $q_\alpha^2 > 0$. При заданных поляризации волны α и ориентации нормали \mathbf{q} к границе раздела сред q_α^2 определяется из спектра нормальных магнитных поларитонов неограниченного ЦС АФМ. Наличие гиротропии приводит к тому, что для обсуждаемой модели нескомпенсированного ЦС АФМ как при $\mathbf{q} \parallel OZ$, так и при $\mathbf{q} \parallel OY$, возможно выполнение в области ПВО ($q_\alpha^2 > 0$) условия $Z_s = 0$. Иначе говоря, для определяемых этим условием сочетаний $\omega - h$ мгновенный поток энергии через границу раздела магнитной и немагнитной сред будет равен нулю в любой момент времени. Физически это означает возможности формирования особой однопарциальной поверхностной волны ТЕ-типа, отвечающей границе раздела "нескомпенсированный АФМ - идеальный магнетик". Соответствующее дисперсионное соотношение в зависимости от рассматриваемой МОК принимает вид:

$$h^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \mu_{zz} ; (h\mu_* / \mu_{zz} < 0), \mathbf{q} \parallel OZ \quad (2.3.6)$$

$$h^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \mu_{yy} ; (h\mu_* / \mu_{yy} > 0), \mathbf{q} \parallel OY$$

Таким образом, спектр рассматриваемой особой поверхностной ТЕ-волны обладает однонаправленностью (см. Приложение 5, рисунок 1). При этом касательная к поверхности магнетика составляющая усредненного по периоду колебаний вектора Пойтинга как для эванесцентной волны ТЕ-типа, так и для рассматриваемой особой поверхностной s-волны, в зависимости от МОК определяется соотношением ($y, z < 0$):

$$\langle S_{sz} \rangle = \frac{\tilde{n} \mu_{zz} k_z}{8\pi k_0 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2)} |E_x|^2 e^{2q_s y}, \mathbf{k} \in YZ, \mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY \quad (2.3.7)$$

$$\langle S_{sy} \rangle = \frac{\tilde{n} \mu_{yy} k_y}{8\pi k_0 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2)} |E_x|^2 e^{2q_s z}, \mathbf{k} \in YZ, \mathbf{q} \parallel OZ, \mathbf{l}_0 \parallel OY \quad (2.3.8)$$

Если частота и угол наклона падающей извне на поверхность рассматриваемого нескомпенсированного АФМ объемной волны ТЕ-типа одновременно удовлетворяют приведенным выше соотношениям (2.3.6), то из соотношений

(1.8) следует, что определяемый с учетом (2.3.3), (2.3.5) максимум коэффициента прохождения в условиях ПВО $|T_s| = 2$ (а значит, и интенсивность возбуждаемой эванесцентной волны) будет достигаться при углах падения $\vartheta = \vartheta_{*s}$, не совпадающих с предельным углом ПВО ϑ_{cs} : (угол ϑ_{cs} определяется условием $q_s = 0$). При этом в случае $\vartheta = \vartheta_{*s}$ будет невозможно формирование в магнетике особой объемной волны ТЕ-типа (однопарциальной объемной волны s-поляризации, у которой в любой момент времени поверхностный импеданс равен нулю (поток энергии лежит в плоскости границы раздела)). Вместо нее при угле падения равном предельному углу ПВО для волны ТЕ-типа в АФМ возбуждается однопарциальная объемная s-волна, у которой равен нулю только усредненный по периоду колебаний поток энергии через границу раздела магнитной и немагнитной сред.

В случае волны ТМ-типа при $|\mathbf{E}_0| = 0$ вышеописанные эффекты на границе рассматриваемого АФМ не имеют места. В частности, предельный угол ПВО совпадает с углом, при котором реализован максимум коэффициента прохождения.

При $|\mathbf{E}_0| \neq 0$ в материальных соотношениях (П.1.16-П.1.17) $\beta_{1-4} \neq 0$ и $R_{x-z} \neq 0$, т.е. рассматриваемая нескомпенсированная магнитная структура с точки зрения ЭМ свойств одновременно обладает гиротропией, линейным антисимметричным МЭ эффектом и псевдокиральностью. При этом вышеперечисленные эффекты могут резонансно усиливаться не только в случае волн ТЕ-, но и ТМ-типа. Так же как и в случае нескомпенсированного АФМ свойства эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа будут существенно зависеть от относительной ориентации векторов \mathbf{q} и \mathbf{E}_0 в сагиттальной плоскости. Начнем со случая $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$.

Анализ показывает, что в данной МОК ($\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY$, $\mathbf{k} \in YZ$) для плоской объемной ЭМ волны с поляризацией $\alpha = s, p$ и заданной частотой ω , падающей извне на поверхность АФМ, предельный угол ПВО $\vartheta_{c\alpha}$ не является четной функцией относительно инверсии знака угла падения $\vartheta_{c\alpha}(h) \neq \vartheta_{c\alpha}(-h)$.

Более того, существуют частотные диапазоны, при которых оба указанных предельных угла ПВО $\mathcal{G}_{c\alpha\pm}$ отвечают одному знаку (но не величине) угла падения \mathcal{G} объемной волны с поляризацией $\alpha = s, p$ (см. Приложение 5, Рисунок 2).

Анализ показывает, что для обсуждаемой МОК при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$, также как и при $|\mathbf{E}_0| = 0$, в рассматриваемом некомпенсированном АФМ возможно существование ОПВ ($q_\alpha^2 > 0$), но теперь не только ТЕ-, но и ТМ-типа. При этом, в отличие от случая $|\mathbf{E}_0| = 0$, при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$ спектр этих ОПВ по-прежнему характеризуется однонаправленностью относительно инверсии направления распространения и определяется условием $Z_\alpha = 0$. Возможные варианты спектра ОПВ ТЕ-типа в графическом виде приведены в Приложении 5. Что касается волны ТМ-типа, то для нее спектр как ОПВ, так и расположение областей ПВО, будет подобным. Следует отметить, что соответствующие $Z_\alpha = 0$ дисперсионные кривые могут обладать точкой экстремума (см. Приложение 5). Аналитические выражения этих кривых имеют вид ($h \equiv k_z$):

$$(h - k_0 \bar{\beta}_3)^2 = k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{yy}; \quad \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} h - k_0 \frac{\mu_* \bar{\beta}_3 - \mu_{yy} \bar{\beta}_2}{\mu_{yy}} > 0; \quad \text{ТЕ-волна} \quad (2.3.9)$$

$$(h + k_0 \bar{\beta}_4)^2 = k_0^2 \mu_{xx} \varepsilon_{yy}; \quad \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} h + k_0 \frac{\varepsilon_* \bar{\beta}_4 - \varepsilon_{yy} \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{yy}} > 0; \quad \text{ТМ-волна} \quad (2.3.10)$$

Анализ показывает, что при заданной частоте глубина проникновения в АФМ как ОПВ, так и эванесцентной волны с поляризацией α , для обсуждаемой геометрии распространения также не является четной функцией относительно инверсии направления распространения волны $q_\alpha(h) \neq q_\alpha(-h)$.

Как следует из (2.3.2)-(2.3.3), частотный диапазон существования ОПВ ТМ- или ТЕ-типа, а значит, и условие достижения максимума интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ- типа ($T_\alpha = 2$) зависят от знака величины $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q})$ (см. Приложение 5,). Причем, как видно, существуют частотные диапазоны, в которых ОПВ может менять знак групповой скорости при изменении значения угла $\mathcal{G}_{*\alpha}$ без изменения знака фазовой скорости. Что касается усреднен-

ного по периоду колебаний потока энергии, связанного с обсуждаемой эванесцентной волной, то для поляризации $\alpha = p, s$ он определяется выражениями:

$$\langle S_{sz} \rangle = \frac{c\mu_{zz}}{8\pi k_0 (\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(k_z - k_0 \frac{\mu_{zz}\bar{\beta}_3 - \mu_*\bar{\beta}_2}{\mu_{zz}} \right) \cdot |E_{x0}|^2 e^{2q_s y}, \quad (2.3.11)$$

$$\langle S_{pz} \rangle = \frac{c\varepsilon_{zz}}{8\pi k_0 (\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(k_z + k_0 \frac{\varepsilon_{zz}\bar{\beta}_4 - \varepsilon_*\bar{\beta}_1}{\varepsilon_{zz}} \right) \cdot |H_{x0}|^2 e^{2q_p y} \quad (2.3.12)$$

Таким образом, по сравнению с $|\mathbf{E}_0| = 0$, при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$ на плоскости внешних параметров “частота – волновое число” возможно появление областей, при которых поток энергии переносимый вдоль поверхности АФМ эванесцентной волной ТМ- или ТЕ-типа направлен антипараллельно ее фазовой скорости. В частности, когда при одном знаке угла падения объемной волны с поляризацией α имеется два предельных угла ПВО ($\vartheta_{c\alpha\pm}$), то однородная объемная волна, возбуждаемая в магнетике при $\vartheta = \vartheta_{c\alpha\pm}$, для одного из углов будет отвечать волне прямого типа, а для второго – обратного. Следует также отметить, что в обоих вышеперечисленных случаях, для заданных величин частоты и волнового числа, тип объемной, эванесцентной или особой поверхностной волны будет зависеть и от того, правую или левую тройку векторов образуют направления \mathbf{E}_0 , \mathbf{m}_0 и \mathbf{k}_\perp .

Рассмотрим теперь, как изменятся свойства рассматриваемых эванесцентных волн ТМ- или ТЕ- типа, если по-прежнему $\mathbf{k} \in YZ$, но $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$.

Анализ соотношений (П.1.16-17) и (2.3.4)-(2.3.5) показывает, что в случае $\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{q} \parallel OZ$, также как и при $|\mathbf{E}_0| = 0$, области ПВО на плоскости внешних параметров “частота – волновое число” располагаются симметрично относительно линии частот. Что же касается условия достижения максимальной интенсивности возбуждения эванесцентной волны ТМ- (ТЕ-) типа, то оно по-прежнему определяется условием $Z_\alpha = 0$. В результате спектр соответствующей ОПВ с учетом (П.1.16-17) может быть представлен в виде:

$$h^2 = k_0^2 (\varepsilon_{xx}\mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2); \quad (h\mu_*/\mu_{zz} < 0); \quad \text{ТЕ-волна} \quad (2.3.13)$$

$$h^2 = k_0^2 (\varepsilon_{zz} \mu_{xx} - \bar{\beta}_1^2); \quad (h \varepsilon^* / \varepsilon_{zz} < 0); \quad \text{TM-волна} \quad (2.3.14)$$

Таким образом, в данной МОК, несмотря на то, что спектр обсуждаемых ОПВ ТМ- или ТЕ-типа по-прежнему является однонаправленным, тем не менее, (в отличие от рассмотренного выше случая $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$) ни соотношения (2.3.13-14), ни условия формирования эванесцентных волн, не изменяются при инверсии направления постоянного внешнего электрического поля при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$.

Кроме того, при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$ по мере удаления от поверхности вглубь магнитной среды амплитуда и эванесцентных волн с поляризацией $\alpha = s, p$, и ОПВ одновременно с экспоненциальным затуханием вглубь нескомпенсированного АФМ с параметром q_α^{re} может также испытывать и пространственные осцилляции, при условии что $q_{im}^p > q_{re}^p$. Что касается усредненного по времени потока энергии, переносимого в данном случае эванесцентной или особой поверхностной волной ТМ- или ТЕ- типа вдоль поверхности АФМ, то с учетом (П.1.16-17) и в зависимости от поляризации соответствующее соотношение для ТЕ-волны будет совпадать с (2.3.11), тогда как для ТМ-волны определяется равенством:

$$\langle S_{py} \rangle = \frac{c \varepsilon_{yy} k_y}{8\pi k_0 (\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \cdot |H_{x0}|^2 e^{2q_p z} \quad (2.3.15)$$

Анализ данных соотношений позволяет утверждать, что и при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$, вследствие гибридизации эффектов киральности и магнитоэлектрического взаимодействия, существуют частотные интервалы, внутри которых возможно формирование эванесцентной волны s- или p- типа с отрицательной групповой скоростью. Возможность реализации такого эффекта на плоскости параметров $\omega - h$ зависит от того, левую или правую тройку векторов образуют \mathbf{E}_0 , \mathbf{q} и \mathbf{m}_0 . Следует также отметить, что в отличие от случаев $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$ или $|\mathbf{E}_0|=0$, при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$ и $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{c\alpha}$ для объемной волны ТМ- или ТЕ-типа направление $\langle \mathbf{S} \rangle$ будет лежать в плоскости границы раздела магнитной и немагнитной сред, тогда как проекция ее фазовой скорости на направление нормали к границе раздела сред

\mathbf{q} будет отлична от нуля. Знак этой проекции определяется знаком величины $E_0[\mathbf{q} \mathbf{m}_0]$.

Таким образом, из проведенных выше расчетов следует, что без учета процессов диссипации максимум интенсивности возбуждаемой в области ПВО эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа достигается при формировании в оптически менее плотной среде однопарциальной поверхностной волны соответствующей поляризации, причем ее вектор Пойтинга в любой момент времени лежит в плоскости границы раздела сред. В математической форме условие достижения максимума интенсивности эванесцентной волны ТМ- (ТЕ) типа в бездиссипативной среде выглядит как равенство нулю поверхностного (входного) импеданса оптически менее плотной среды. Результаты данного раздела были опубликованы в [3-а,7-а].

В принципе формирование ОПВ возможно не только на уединенной границе раздела прозрачных диэлектриков при наличии гиротропного или псевдокирального взаимодействия, но и в многослойных структурах из оптически изотропных диэлектриков.

2.4. Таммовские ОПВ

Так же, как и в [27], рассмотрим границу раздела двух полупространств, но полагая, что теперь нижнее полупространство занято одномерным ФК. Ограничимся анализом только таких МОК, которые допускают независимое распространение в ФК поляритонов ТМ- и ТЕ-типа. В этом случае входящее в (1.1.13) выражение для поверхностного импеданса Z_α , следуя [21,73], может быть представлено в виде:

$$Z_p = \frac{T_{21}^p}{e^{ik_p d} - T_{22}^p}, \quad Z_s = \frac{T_{21}^s}{e^{ik_s d} - T_{22}^s}, \quad (2.4.1),$$

где T_{ik}^α - матрица перехода, связывающая тангенциальные компоненты векторов магнитного \mathbf{H} и электрического \mathbf{E} полей в начале и конце элементарного пе-

риода d рассматриваемого одномерного ФК. В обсуждаемом случае она имеет следующую структуру:

$$\bar{T} = \begin{pmatrix} T_{11}^p & T_{12}^p & 0 & 0 \\ T_{21}^p & T_{22}^p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T_{11}^s & T_{12}^s \\ 0 & 0 & T_{21}^s & T_{22}^s \end{pmatrix}. \quad (2.4.2)$$

Если ФК – двухкомпонентная (среда А и среда В) сверхрешетка, то

$$T_{ik}^\alpha = A_{il}^\alpha B_{lk}^\alpha, \quad (i, l, k = 1, 2) \quad (2.4.3)$$

где A_{lk}^α и B_{il}^α - матрицы перехода, связывающие тангенциальные компоненты векторов для слоя среды A толщиной d_A и слоя среды B толщиной d_B соответственно, образующих элементарный период рассматриваемого двухкомпонентного ФК ($d = d_A + d_B$):

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \text{ch}(q_A^\alpha d_A) + \frac{Z_{A+}^\alpha + Z_{A-}^\alpha}{Z_{A+}^\alpha - Z_{A-}^\alpha} \text{sh}(q_A^\alpha d_A) & -\frac{2}{Z_{A+}^\alpha - Z_{A-}^\alpha} \text{sh}(q_A^\alpha d_A) \\ \frac{2Z_{A+}^\alpha Z_{A-}^\alpha}{Z_{A+}^\alpha - Z_{A-}^\alpha} \text{sh}(q_A^\alpha d_A) & \text{ch}(q_A^\alpha d_A) - \frac{Z_{A+}^\alpha + Z_{A-}^\alpha}{Z_{A+}^\alpha - Z_{A-}^\alpha} \text{sh}(q_A^\alpha d_A) \end{pmatrix}, \quad (2.4.4)$$

$$\hat{B} = \begin{pmatrix} \text{ch}(q_B^\alpha d_B) + \frac{Z_{B+}^\alpha + Z_{B-}^\alpha}{Z_{B+}^\alpha - Z_{B-}^\alpha} \text{sh}(q_B^\alpha d_B) & -\frac{2}{Z_{B+}^\alpha - Z_{B-}^\alpha} \text{sh}(q_B^\alpha d_B) \\ \frac{2Z_{B+}^\alpha Z_{B-}^\alpha}{Z_{B+}^\alpha - Z_{B-}^\alpha} \text{sh}(q_B^\alpha d_B) & \text{ch}(q_B^\alpha d_B) - \frac{Z_{B+}^\alpha + Z_{B-}^\alpha}{Z_{B+}^\alpha - Z_{B-}^\alpha} \text{sh}(q_B^\alpha d_B) \end{pmatrix}, \quad (2.4.5)$$

где Z_{i+}^α и Z_{i-}^α - поверхностные импедансы нормальной поляритонной волны ТМ- ($\alpha = p$) или ТЕ- ($\alpha = s$) типа на верхней и нижней границе слоя среды i ($i = A, B$), q_i^α – обратная глубина проникновения волны в среду i в направлении $\zeta < 0$. Если считать частоту ω и угол падения (продольное волновое число h) заданными внешними параметрами, то для объемной волны с поляризацией α , падающей извне на поверхность рассматриваемого ФК, условия ПВО можно записать как:

$$T_{11}^\alpha + T_{22}^\alpha > 2. \quad (2.4.6).$$

В этом случае пространственная структура эванесцентной ЭМ волны с поляризацией α в ФК не является однопарциальной, а может быть представлена в виде:

$$X_\alpha = e^{i(hr_1 - \omega t)} \sum_\nu Y_{\alpha\nu} e^{(q_\alpha + i\Phi_\nu)\eta}, \quad q_\alpha = \frac{1}{d} \ln |T_{11}^\alpha|, \quad \Phi_\nu = \frac{2\pi\nu}{d}, \quad (2.4.7),$$

где $X_p = H_x$, а $X_s = E_x$ (если сагиттальной плоскостью считается YZ), Φ_ν определяет степень осцилляции ЭВ в направлении $\zeta < 0$.

Таким образом, вследствие (1.1.13), (2.4.1) условие максимального усиления интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа в ФК ($|W_\alpha| = 2$) определяется соотношением:

$$T_{21}^\alpha = 0. \quad (2.4.8)$$

Несложно убедиться, что в этом случае в любой момент времени для нормальной компоненты потока энергии волны S_α с поляризацией $\alpha = p, s$ на внешней поверхности ФК ($\zeta = 0$) вследствие (2.4.8) имеет место:

$$(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0, \quad \varphi_\alpha = 0, \quad (2.4.9),$$

где φ_α набег фазы для отраженной в условиях ПВО от поверхности ФК объемной волны с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа. Для традиционно рассматриваемых таммовских поверхностных поляритонов на границе раздела “ФК – пространственно однородная среда” [20,73] имеют место соотношения:

$$\langle (\mathbf{S}_\alpha) \mathbf{q} \rangle = 0, \quad \varphi_\alpha \neq 0, \quad \zeta = 0 \quad (2.4.10),$$

где $\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle$ - поток, усредненный по периоду колебаний. Сочетание условия (2.4.9) и коллективного характера формирования рассматриваемой поверхностной волны (2.4.7) с учетом [17] позволяет назвать ее таммовской ОПВ с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа. В случае двухкомпонентного ФК (2.4.3) –(2.4.5) для частоты и волнового числа обсуждаемой таммовской ОПВ с поляризацией α одновременно справедливы соотношения :

$$A_{21}^\alpha B_{11}^\alpha + A_{22}^\alpha B_{21}^\alpha = 0, \quad q_\alpha = \frac{1}{d} \ln \left| \frac{B_{11}^\alpha}{A_{22}^\alpha} \right| \neq 0. \quad (2.4.11).$$

Если отличие только в ориентации равновесных намагниченностей соседних касательно намагниченных слоев, то $A_{21}^\alpha = B_{21}^\alpha, B_{11}^\alpha = A_{22}^\alpha$, а, значит, (2.4.11) принимает вид $2A_{21}^\alpha A_{22}^\alpha = 0$. Следует отметить, что случай поляризации ТМ-типа таммовская ОПВ физически соответствует поверхностному поляритону, бегущему вдоль границы раздела “ФК – идеальный электрический проводник”. Соответственно таммовская ОПВ ТЕ-типа имеет закон дисперсии, отвечающий поверхностному поляритону, распространяющемуся вдоль границы раздела “ФК – идеальный магнитный проводник”. Если одновременно с (2.4.8) выполнено также и:

$$T_{11}^\alpha = 1, \quad (2.4.12),$$

то в (2.4.7) $q_\alpha = 0$, что отвечает таммовской ООВ. При этом, в случае (2.4.3), частота и волновое число h таммовской ООВ с поляризацией α одновременно удовлетворяют соотношениям:

$$A_{21}^\alpha + B_{21}^\alpha = 0, \quad B_{11}^\alpha = A_{22}^\alpha. \quad (2.4.13).$$

Следует отметить, что в таммовском варианте как ОПВ, так и ООВ, вследствие наличия дополнительной трансляционной симметрии в ФК нормальная компонента потока энергии ($\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}$) равна нулю в любой момент времени не только на поверхности ФК (2.4.9), но и на границе каждого из элементарных периодов сверхрешетки (т.е. при $\zeta = 0, -d, -2d, \dots$). Что же касается “внутренней” границы раздела слоев, составляющих элементарный период ФК, то для нее имеет место $\langle \mathbf{S}_\alpha \rangle \mathbf{q} = 0$. До сих пор условия формирования таммовских особых объемных и поверхностных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа были получены без конкретизации материальных соотношений. Предполагалось только, что в рассматриваемой МОК в каждой из сред было возможно независимое распространение нормальных поляритонов ТМ- и ТЕ-типа. Совместный анализ (2.4.4)-(2.4.5) и (2.4.11-13) показывает, что формирование обсуждаемых таммовских ОПВ с поляризацией α (а значит, и достижение максимального усиления интенсивности ЭВ соответствующего типа) возможно как в случае $(q_A^\alpha)^2 (q_B^\alpha)^2 < 0$,

так и при $(q_{A,B}^\alpha)^2 < 0$, даже если и среда А, и среда В – оптически изотропны. Обращение Z_α в ноль на поверхности рассматриваемого ФК (а значит, и при $\zeta = 0, -d, -2d, \dots$) также возможно и если $(q_{A,B}^\alpha)^2 > 0$. В частности, если $Z_{A-}^\alpha = -Z_{A+}^\alpha = Z_A^\alpha$, а $Z_{B+}^\alpha = -Z_{B-}^\alpha = Z_B^\alpha$, то условие максимального усиления интенсивности ЭВ с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа принимает вид:

$$Z_A^\alpha = -Z_B^\alpha. \quad (2.4.14).$$

Это может быть ФК типа “изотропный металл - изотропный диэлектрик” (волна ТМ-типа) или “скомпенсированный легкоосный антиферромагнетик (легкая ось ортогональна сагиттальной плоскости или коллинеарна \mathbf{q}) – изотропный диэлектрик” (волна ТЕ-типа). Если же $Z_{A-}^\alpha \neq -Z_{A+}^\alpha$, а $Z_{B+}^\alpha \neq -Z_{B-}^\alpha$, то условие максимального усиления интенсивности ЭВ с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа имеет вид:

$$Z_{A-}^\alpha = -Z_{B+}^\alpha = 0 \quad \text{или} \quad Z_{A+}^\alpha = -Z_{B-}^\alpha = 0. \quad (2.4.15).$$

В частности, такое возможно для волны ТЕ-типа в двухкомпонентном ФК с антиферромагнитным типом межслоевого упорядочения соседних касательно намагниченных ферромагнитных слоев толщиной d_A и d_B соответственно. Случай $d_A \neq d_B$ отвечает ОПВ, а $d_A = d_B$ - ООВ соответствующей поляризации. Результаты данного раздела были опубликованы в [5-а].

Выводы к главе II

На примере границы раздела двух прозрачных диэлектриков в постоянном внешнем электрическом (магнитном) поле показано, что условие максимального усиления интенсивности эванесцентных ЭМ волн ТМ- (ТЕ-) типа однозначно определяет собой закон дисперсии соответствующей ОПВ, для которой мгновенный поток энергии через границу раздела сред в любой момент времени равен нулю. В качестве примера в бездиссипативном приближении изучено влияние как постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 , так и постоянного внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 на свойства однопарциальных эва-

несцентных (неоднородных) волн ТМ- или ТЕ-типа, распространяющихся вдоль внешней поверхности centrosymmetric скомпенсированного ЛО АФМ с нормалью к границе раздела \mathbf{q} . Показано, что:

1) если извне на поверхность АФМ падает объемная волна ТМ- или ТЕ-типа, то под влиянием $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0$ или $\mathbf{a} \parallel \mathbf{H}_0$ максимум интенсивности возбуждаемой в магнетике соответствующей однопарциальной эванесцентной волны реализуется для тех сочетаний частоты и угла падения, при которых в АФМ вдоль его поверхности распространяется поверхностная волна ТМ- или ТЕ-типа для которой мгновенный поток энергии через поверхность ЛО АФМ в любой момент времени равен нулю (что позволяет назвать ее особой поверхностной волной). Дисперсионное соотношение ОПВ ТМ-типа отвечает спектру поверхностного магнитного ТМ-поляритона на границе раздела “ЛО АФМ - идеальный электрический проводник”, тогда как спектр ОПВ ТЕ-типа – спектру поверхностного магнитного ТЕ-поляритона на границе “ЛО АФМ - идеальный магнитный проводник”;

2) если для рассматриваемой уединенной границы раздела «немагнетик-ЛО АФМ» одновременно $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0$ и $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$, то как условия формирования, так и дисперсионные свойства ОПВ и ТМ- и ТЕ-типа существенно модифицируются как по отношению к случаю $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0$ ($|\mathbf{H}_0| = 0$), так и к случаю $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$ ($|\mathbf{E}_0| = 0$);

3) если у падающей извне на поверхность прозрачного диэлектрика плоская монохроматическая объемная ЭМ волна ТМ- или ТЕ-типа, частота и угол наклона которой в условиях ПВО одновременно удовлетворяют спектру ОПВ соответствующей поляризации для заданной МОК, то плоская волна ТМ-типа отражается от поверхности такого БА диэлектрика как от идеального электрического проводника, а плоская волна ТЕ-типа - как от идеального магнитного проводника.

ГЛАВА III. НОВЫЙ МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЭФФЕКТА ГУСА–ХЕНХЕН НА УЕДИНЕННОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫХ НЕМАГНИТНОЙ И АФМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД

3.1. ОПВ как вытекающая волна на уединенной границе раздела сред (новый механизм поверхностного поляритонного резонанса, новый механизм усиления пространственного эффекта Гуса-Хенхен на границе раздела прозрачных сред)

До сих пор рассматривался исключительно случай отражения в условиях ПВО падающей извне на поверхность бианизотропной среды плоской объемной монохроматической волны ТМ- или ТЕ-типа, частота и продольное волновое число которой одновременно удовлетворяют (2.1.2-3). В результате возбуждаемая в оптически менее плотной среде ОПВ с $\alpha = p$ или $\alpha = s$ при $h^2 < k_0^2 \tilde{\epsilon}$ является быстрой несобственной волной согласно предложенной в [74] классификации возможных типов волн, распространяющихся вдоль однородных открытых волноводов. При этом такая распространяющаяся ОПВ, возбуждаемая падающей извне плоской объемной волной, не является вытекающей (в бездиссипативном приближении), поскольку для нее в любой момент времени нормальная к границе раздела оптически прозрачных диэлектриков компонента мгновенного потока энергии $(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0$ строго равна нулю в любой момент времени. Вместе с тем, хорошо известно [29, 59], что с учетом введенных выше соотношений для поверхностных волновых импедансов (при $\alpha = p$) и поверхностных волновых проводимостей (при $\alpha = s$) для всех рассмотренных выше МОК выражение для френелевского коэффициента отражения плоской объемной монохроматической волны ТМ- или ТЕ-типа в условиях ПВО может быть представлено в виде:

$$R_\alpha = \frac{\tilde{Z}_\alpha - iZ_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha} \quad \alpha = p, s \quad (3.1.1)$$

а значит, в непосредственной окрестности (2.1.3) для фиксированной частоты ω :

$$R_\alpha(\omega) \approx \frac{h - h'_\alpha(\omega) + ih''_\alpha(\omega)}{h - h'_\alpha(\omega) - ih''_\alpha(\omega)}, \quad Z(\omega, h'_\alpha(\omega)) = 0, \quad h''_\alpha \approx \frac{\tilde{Z}_\alpha}{(\partial Z / \partial h)} \Big|_{h=h'_\alpha} \quad (3.1.2),$$

тогда как при фиксированном угле падения:

$$R_\alpha(h) \approx \frac{\omega - \omega'_\alpha(h) - i\omega''_\alpha(h)}{\omega - \omega'_\alpha(h) + i\omega''_\alpha(h)}, \quad Z_\alpha(\omega'_\alpha(h), h) = 0, \quad \omega''_\alpha(h) \approx \frac{\tilde{Z}_\alpha}{(\partial Z_\alpha / \partial \omega)} \Big|_{\omega=\omega'_\alpha(h)} \quad (3.1.3),$$

где, согласно (2.1.2), $Z_\alpha(\omega = \omega'_\alpha, h = h'_\alpha) = 0$.

Однако, как известно, плоская монохроматическая волна является физической идеализацией уже потому, что не учитывает конечные размеры реального источника возбуждения (см., например, [75]). Если же для этой же МОК учесть конечную кривизну фронта реальной квазиплоской объемной волны (конечность размеров источника волны), то, как показывает расчет, на границе раздела сред перестает выполняться условие $(\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q}) = 0$ для большинства плоских волн, формирующих остронаправленный пучок волн с $\alpha = p$ или $\alpha = s$. Однако для осевого вектора квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа с заданной частотой ω по-прежнему возможна реализация условия $Z_\alpha(\omega, \vartheta = \vartheta_{oi}) = 0$. В результате, формирующаяся в области ПВО распространяющаяся вдоль границы раздела несобственная ОПВ становится вытекающей поверхностной волной. Это при выполнении (2.1.3) и учете (3.1.1)-(3.1.3) позволяет рассчитывать на возможность достижения в области ПВО ($R_\alpha = \exp(i\varphi_\alpha)$) локального усиления эффекта Гуса–Хенхен [76] в случае падения квазиплоской волны ($\Delta_\alpha = -\partial\varphi_\alpha/\partial h$) (см., например, [21,23,25]), или частотно зависимого усиления эффекта вигнеровского времени группового запаздывания ($\Delta t_\alpha = \partial\varphi_\alpha/\partial\omega$) в случае падения квазимонохроматической волны с $\alpha = p$ или $\alpha = s$ (см., например, [77]). Кроме того, как показывает анализ, для рассмотренных выше МОК эффект отражения падающей извне плоской объемной монохроматической волны ТМ- типа ТЕ-

типа от поверхности прозрачного полуограниченного диэлектрика как от ЭМ метаповерхности может быть индуцирован не только постоянным внешним электрическим полем, но также и постоянным внешним магнитным полем \mathbf{H}_0 с вектором магнитной индукции $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{a}$. Несмотря на то, что прошло уже практически семьдесят лет с момента открытия эффекта Гуса-Хенхен [76], интерес к анализу пространственной эволюции пучка объемных ЭМ волн, падающего в условиях ПВО на границу раздела оптически прозрачных сред не ослабевает вплоть до настоящего времени [78,79]. В значительной мере это стимулировано не только бурным развитием фотоники, но и впечатляющими достижениями нанооптики вообще и спектроскопии ближнего поля в частности [27]. Эффект Гуса-Хенхен, как известно, заключается в том, что пучок объемных волн, падающий в условиях ПВО на границу раздела сред из оптически более плотной среды, после отражения испытывает продольное смещение вдоль линии пересечения сагиттальной плоскости и границы раздела сред. К настоящему времени имеется два различных метода оценки сдвига пучка [80]. Первый из них - метод стационарной фазы - использует кинематический подход и основывается на использовании угловой зависимости коэффициентов Френеля для плоских волн в условиях ПВО [25]. Альтернативным методом является энергетический подход к определению величины сдвига Гуса-Хенхен, который был предложен в [81] и основан на анализе распределения энергетических потоков, сопровождающих в условиях ПВО падающий и отраженные пучки в оптически более плотной среде и связанную с ними эванесцентную волну в контактирующей оптически менее плотной среде. Впоследствии, в работе [82] (см. также [80]) этот метод был существенно усовершенствован за счет корректного учета того обстоятельства, что поток энергии через границу раздела сред, связанный с эванесцентной волной, обращается в ноль только в среднем за период колебаний.

Величина сдвига Гуса-Хенхен существенно увеличивается, если в процессе переноса энергии участвуют вытекающие поверхностные поляритоны, что было экспериментально продемонстрировано на различных оптических

схемах, позволяющих в рамках метода нарушенного ПВО возбуждать поверхностные поляритоны (речь идет в частности о схеме Отто [83], методе дифракционной решетки [84], схеме Кречманна [85,86]). При этом в качестве оптически менее плотной, поверхностно активной среды, наряду с металлами, все чаще выступают ФК [87,88].

Однако все эти работы имеют существенное для целей данной работы ограничение: в них усиление сдвига Гуса-Хенхен не являлось результатом возбуждения поверхностной поляритонной волны непосредственно на границе раздела с оптически более плотной средой. Необходимым элементом оптических схем, использованных в [83-88], всегда было наличие промежуточного слоя (структуры) на поверхности оптически менее плотной среды. Это связано с тем, что для формирования на границе раздела двух сред поверхностной поляритонной волны необходимо, чтобы: 1) одна из сред была поверхностно активной для заданных значений частоты ω и поперечного волнового числа h (угла падения); 2) эти же значения ω и h должны одновременно отвечать области ПВО для обеих контактирующих сред.

В данном разделе с помощью метода стационарной фазы показано, что в условиях ПВО усиление эффекта Гуса-Хенхен для волны ТМ- (ТЕ-) типа может быть реализовано даже в случае одиночного интерфейса прозрачных сред, если имеет место резонансное возбуждение эванесцентной ЭМ волны той же поляризации, что и падающая, при условии, что поток энергии через границу раздела сред равен нулю в любой момент времени.

Начнем с рассмотрения границы раздела двух прозрачных сред с нормалью \mathbf{q} и ЭМ граничными условиями максвелловского типа. В дальнейшем будем полагать, что верхняя оптически более плотная, немагнитная среда является изотропной по своим оптическим свойствам (1.1.1). Пусть сагиттальная плоскость характеризуется вектором нормали \mathbf{a} ($\mathbf{a} \perp \mathbf{q}$), тогда как вектор \mathbf{b} лежит вдоль линии пересечения плоскости границы раздела сред и сагиттальной плоскости ($\mathbf{a} = [\mathbf{b}\mathbf{q}]$). Предположим также, что избранная сагиттальная плоскость такова, что и в нижней оптически менее плотной среде возможно незави-

симое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа. В этом случае, используя максвелловские граничные условия, определим френелевские коэффициенты прохождения и отражения R_α ($R_\alpha + 1 = T_\alpha$) для волны ТМ- (T_p) и ТЕ- (T_s) типа как (1.1.10) и (1.1.11). Так как в условиях ПВО $R_\alpha = \exp(i\varphi_\alpha)$, то с помощью метода стационарной фазы [21,26] получаем, что вдали от предельного угла ПВО $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{c\alpha}$ продольное смещение пучка объемных волн с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа, определяемое $\Delta_\alpha = -\text{sign}(h)\partial\varphi_\alpha/\partial h$, принимает вид:

$$\Delta_\alpha = \frac{2 \text{sign}(h)}{1 + (Z_\alpha/\tilde{Z}_\alpha)^2} \frac{\partial}{\partial h} \left(\frac{Z_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha} \right) \quad \alpha = p, s \quad (3.1.4).$$

Поскольку данное соотношение справедливо, как известно [21,24,25], только для углов падения, далеких от скольжения, то, ограничившись в дальнейшем условием $\tilde{Z}_\alpha \partial Z_\alpha / \partial h \gg Z_\alpha \partial \tilde{Z}_\alpha / \partial h$ из (3.1.4) получим:

$$\Delta_\alpha \cong \frac{2 \text{sign}(h)}{1 + (Z_\alpha/\tilde{Z}_\alpha)^2} \left(\frac{\partial Z_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha \partial h} \right) = \frac{\text{sign}(h)}{2\tilde{Z}_\alpha} |T_\alpha|^2 \left(\frac{\partial Z_\alpha}{\partial h} \right), \quad \alpha = p, s \quad (3.1.5).$$

Расчет показывает, что $\partial Z_\alpha / \partial h$ определяет отношение величины усредненного по периоду колебаний потока энергии, переносимого эванесцентной волной ТМ- (ТЕ-) типа вдоль поверхности оптически менее плотной среды к обратной глубине проникновения этой неоднородной волны в оптически менее плотную среду (см также [89]).

Несмотря на то, что соотношение (3.1.5) неприменимо непосредственно вблизи предельного угла ПВО для падающей волны данного типа ($\mathcal{G}_{c\alpha}$), тем не менее, оно демонстрирует возможность роста в области ПВО смещения Гуса-Хенхен при $\mathcal{G} \rightarrow \mathcal{G}_{c\alpha}$ как при увеличении $\partial Z_\alpha / \partial h$, так и при стремлении Z_α к нулю. В случае оптически изотропных сред, как известно, $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{c\alpha}$ отвечает возбуждению в оптически менее плотной среде однородной объемной волны [27]. Она характеризуется равной нулю величиной потока энергии через границу раздела сред ($\mathbf{S}_\alpha \cdot \mathbf{q}$) = 0 в любой момент времени. В кристаллофизике такая ЭМ волна носит название ООВ и активно изучается в настоящее время [17]. Однако отсутствие у ООВ локализации вдоль нормали к границе раздела сред по

мере удаления вглубь оптически менее плотной среды приводит к неограниченному росту $\partial Z_\alpha / \partial h$ при $\mathcal{G} \rightarrow \mathcal{G}_{c\alpha}$, что и делает неприменимой оценку для сдвига Гуса–Хенхен, даваемую (3.1.4)-(3.1.5) на границе области ПВО.

Так как внутри области ПВО формирование эванесцентной волны будет ограничивать рост $\partial Z_\alpha / \partial h$, то можно ожидать, что реализация условия $Z_\alpha = 0$ (равенство нулю связанного с эванесцентной волной потока энергии через границу раздела сред в любой момент времени) приведет к усилению эффекта Гуса–Хенхен уже в случае единственной границы между прозрачными средами, обладающими оптическим контрастом (т.е. без введения “промежуточных слоев”, используемых в традиционных оптических схемах [83-88]). Как известно [27], в условиях ПВО интенсивность возбуждаемой в оптически менее плотной среде эванесцентной волны, пропорциональна

$$T_\alpha^2 = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha} \cdot \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha - iZ_\alpha}, \quad \alpha = p, s \quad (3.1.6).$$

В соответствии с общей теорией волновых процессов в слоистых прозрачных средах полюс коэффициента отражения при вещественных ω и h характеризует спектр собственных колебаний данной структуры. В случае (3.1.6) структура знаменателя отвечает формированию в области ПВО двух режимов распространения эванесцентной волны ТМ- (ТЕ-) типа с комплексными значениями k_\perp (и вещественными ω). Следуя терминологии, принятой в радиофизике [74], эти волны относятся к быстрым несобственным модам рассматриваемой краевой задачи. Если $-i\tilde{Z}_\alpha(\omega, h) = Z_\alpha(\omega, h)$, то падающая из оптически более плотной среды объемная волна возбуждает в оптически менее плотной среде распространяющуюся вдоль границы раздела сред эванесцентную волну с теми же ω и h и той же поляризацией. Второй вариант:

$$i\tilde{Z}_\alpha(\omega, h) = Z_\alpha(\omega, h) \quad \alpha = p, s \quad (3.1.7)$$

характерен для вытекающей эванесцентной волны, которая при своем распространении вдоль границы раздела сред излучает с теми же ω и h объемную волну той же поляризации в оптически более плотную среду. В условиях

ПВО эти моды формируют в оптически более плотной среде стоячую (вдоль нормали к границе раздела \mathbf{q}) объемную волну ТМ- (ТЕ-) типа, которую в оптически менее плотной среде сопровождает эванесцентная волна той же поляризации и с теми же значениями ω и h (см. также [29]).

Вследствие (3.1.7) вытекающая эванесцентная волна, имеющая заданную частоту ω , обладает комплексным поперечным волновым числом, в котором удобно выделить в явном виде действительную и мнимую части:

$$h = h'_\alpha(\omega) + ih''_\alpha(\omega), \quad \alpha = p, s \quad (3.1.8).$$

Здесь $h'_\alpha(\omega)$ - закон дисперсии эванесцентной волны ТМ- (ТЕ-) типа, определяемый условием $Z''_\alpha(\omega, h) = 0$ (ОПВ), $h''_\alpha(\omega)$ характеризует затухание вытекающей ОПВ эванесцентной волны ТМ- (ТЕ-) типа за счет возбуждения в верхней среде объемной волны той же поляризации. Ограничиваясь линейными поправками по малым $h''_\alpha(\omega)$ ($|h'_\alpha(\omega)| \gg |h''_\alpha(\omega)|$)⁷, из (3.1.7)–(3.1.8) при $h \approx h'_\alpha(\omega)$ получим оценку для декремента затухания вытекающей эванесцентной волны $h''_\alpha(\omega)$ (см. также [21,23]). В результате на основании (3.1.5) соотношение для максимального сдвига Гуса–Хенхен при резонансном возбуждении вытекающей эванесцентной волны ТМ (ТЕ) типа, удовлетворяющей условию $Z_\alpha = 0$, принимает вид:

$$|\Delta_\alpha| \cong \frac{2}{h''_\alpha}, \quad \frac{1}{h''_\alpha} \cong \frac{\partial Z_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha \partial h} \quad \alpha = p, s \quad (3.1.9).$$

Результаты данного раздела были опубликованы в [9-а].

⁷ В этом случае обсуждаемая вытекающая волна может иметь физический смысл, поскольку мнимая добавка в (3.1.8) мала.

3.2. Усиление эффекта Гуса-Хенхен на уединенной границе немагнитной и АФМ сред в присутствии постоянного внешнего магнитного или электрического поля

В качестве примера рассмотрим изученный в работах [90,91] случай влияния внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 на характер отражения в условиях ПВО пучка объемных волн ТЕ-типа, падающего из оптически более плотной среды на поверхность ЛО АФМ при условии, что \mathbf{H}_0 ортогонально легкой магнитной оси, лежащей в сагиттальной плоскости. Авторы [90,91] рассматривали эффект невзаимности сдвига Гуса-Хенхен, связанный с наличием в оптически менее плотной среде равновесного вектора ферромагнетизма, ориентированного вдоль нормали к сагиттальной плоскости (геометрия Фогта). Покажем, что предложенный в данной работе механизм усиления эффекта Гуса-Хенхен связанный с резонансом возбуждением вытекающей ОПВ будет иметь место для ситуации, изученной в [90,91]. Для двухподрешеточной модели обменноколлинеарного, легкоосного (OZ) антиферромагнетика во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0 \parallel OX$ структура тензоров, входящих в соответствующие материальные соотношения, как известно [92], имеет вид:

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & -\mu_*i \\ 0 & \mu_*i & \mu_{zz} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}. \quad (3.2.1),$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_{xx} &= 1 + 4\pi T_x \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \mu_{yy} = 1 + 4\pi T_y \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \\ \mu_{zz} &= 1 + 4\pi T_z \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \mu_* = 4\pi \sqrt{T_z T_y} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \\ \Delta_F &= \omega_F^2 - \omega^2, \quad \Delta_{AF} = \omega_{AF}^2 - \omega^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.2).$$

Здесь T_i - статическая магнитная восприимчивость в направлении $i = x, y, z$, μ_{ik} и ε_{ik} - магнитная и диэлектрическая проницаемости, ω_{AF} и ω_F - квазиантиферромагнитная и квазиферромагнитная частоты однородного АФМ резонанса не-

ограниченного антиферромагнетика (3.2.1)- (3.2.2). Следуя [91], в качестве сагитальной плоскости, допускающей независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа, выберем YZ и $\mathbf{q} \parallel \text{OY}$. Расчет показывает, что входящая в соотношения (3.1.4), (3.1.5) поверхностная волновая проводимость для волны ТЕ-типа $Z_s(\omega, h)$ для АФМ среды (3.2.1)-(3.2.2) в условиях ПВО определяется соотношением:

$$Z_s = \frac{\mu_{yy}}{k_0(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(q_s - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} h \right), \quad q_s \equiv \sqrt{\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} h^2 - k_0^2 \frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)\varepsilon}{\mu_{yy}}} \quad (3.2.3).$$

Таким образом, согласно (3.1.4) - (3.1.9), соотношение $Z_s(\omega, h) = 0$ определяет на плоскости внешних параметров ω - h те сочетания частоты и поперечного волнового числа, при которых для падающей извне на поверхность АФМ (3.2.1 -3.2.2) пучка объемных волн ТЕ-типа внутри области ПВО (см. Рис 5) достигается усиление эффекта Гуса-Хенхен:

$$h^2 = k_0^2 \mu_{yy} \varepsilon; \quad \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} \text{sign}\{h\} > 0 \quad (3.2.4).$$

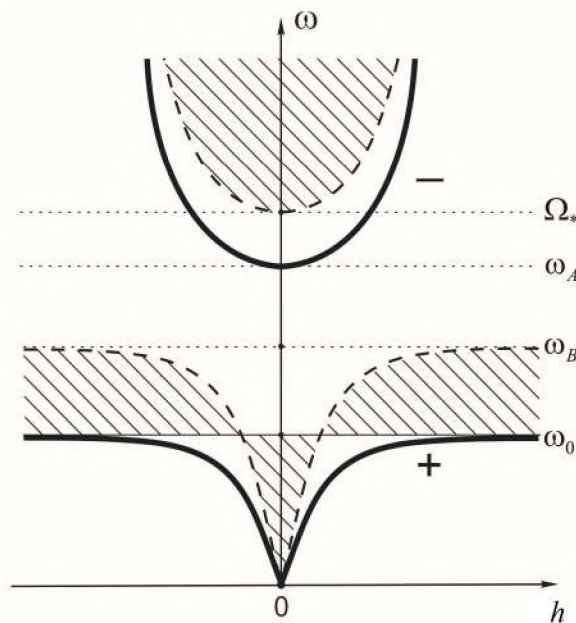


Рисунок 5. Сплошные линии – дисперсионные кривые спектра ОПВ ТЕ-типа на плоскости “ $\omega - h$ ”. Штрихованные области - объемные волны, нештрихованные - эванесцентные. Заливка - области с $\langle (\mathbf{S}|\mathbf{b}) \rangle < 0$. $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$

Из (3.2.3) –(3.2.4) следует, что для заданной ориентации \mathbf{H}_0 и частоты волны ω обсуждаемое усиление в условиях ПВО эффекта Гуса–Хенхен в геометрии Фогта реализуется только при определенном выборе угла падения волны ТЕ-типа (т.е., будет иметь место невзаимность усиления относительно инверсии знака угла падения пучка). Если частота и угол падения пучка одновременно удовлетворяют (3.2.4), то из (3.2.3) следует, что $\partial Z_s / \partial h \approx 1 / (\mu_* k_0)$. Если принять, что для углов падения далеких от скольжения $\tilde{Z}_s \approx \sqrt{\tilde{\epsilon}}$, то из (3.1.9) получаем следующую оценку для максимального сдвига Гуса–Хенхен при резонансном возбуждении в среде (3.2.1)-(3.2.2) вытекающей эванесцентной волны ТЕ-типа, удовлетворяющей условию $Z_s = 0$:

$$|\Delta_s| \cong \frac{2}{|\mu_*| k_0 \sqrt{\tilde{\epsilon}}} \quad \lambda_s \cong |\mu_*| k_0 \sqrt{\tilde{\epsilon}} \quad (3.2.5).$$

Стандартный расчет [21,26] показывает, что для рассматриваемого антиферромагнетика во внешнем магнитном поле \mathbf{H}_0 , ортогональном легкой магнитной оси, в (3.2.1)-(3.2.2) $\sqrt{T_y T_z} \omega_F = g H_0 / \delta$, где δ - константа межподрешеточного обмена ($\delta \sim 10^3 - 10^4$), g - магнитомеханическое отношение. В результате из (3.2.4) следует, что при $|\omega^2 - \omega_F^2| / \omega^2 \sim 1$ предсказываемый эффект усиления внутри области ПВО сдвига Гуса–Хенхен для пучка волн ТЕ-типа для оптически менее плотной среды (3.2.1) - (3.2.2) может быть экспериментально наблюдаемой величиной, если магнитное поле \mathbf{H}_0 мало по сравнению с полем межподрешеточного обмена. В частности, для $g H_0 \sim 10$ ГГц оценка смещения Гуса-Хенхен в случае $Z_s(\omega, h) = 0$ в соответствии с (3.2.5) дает:

$$|\Delta_s| \approx 10^2 \lambda_0 \quad (3.2.6),$$

где $k_0 \equiv 2\pi / \lambda_0$.

Из результатов работы [93] следует, что в силу принципа перестановочной двойственности аналогичный механизм усиления эффекта Гуса–Хенхен, также как и соотношения (3.2.1)-(3.2.2) (включая и эффект невзаимности), мо-

гут иметь место и для пучка объемных волн ТМ-типа, падающего извне на поверхность металла или полупроводника, если внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 будет коллинеарно нормали к сагиттальной плоскости.

Наличие у оптически менее плотной среды гиротропных свойств не является необходимым условием для реализации предлагаемого механизма усиления в условиях ПВО эффекта Гуса-Хенхен на границе раздела прозрачных сред. В качестве примера рассмотрим в роли оптически менее плотной среды полуконечный легкоосный (ось OZ) центросимметричный двухподрешеточный АФМ (M_0 - намагниченность насыщения отдельной подрешетки) в постоянном внешнем электрическом поле \mathbf{E} , направленном вдоль OZ. Соответствующая плотность энергии с учетом изотропного квадратичного магнитооптического взаимодействия КМОВ, в терминах векторов ферромагнетизма \mathbf{m} и антиферромагнетизма \mathbf{l} , можно представить в виде ($\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0, \mathbf{e} = \mathbf{E}/M_0$) [94]:

$$F = F_m + F_p + F_{mo}, \quad (3.2.7),$$

$$F_p = \left(\frac{P_x^2 + P_y^2}{2\kappa_{\perp}} + \frac{P_z^2}{2\kappa_{\parallel}} - \mathbf{P}\mathbf{e} \right), \quad F_m = M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h} \right),$$

$$F_{mo} = \frac{r_m}{2} (\mathbf{m}\mathbf{p})^2 + \frac{r_l}{2} (\mathbf{l}\mathbf{p})^2 + \frac{s_m}{2} \mathbf{m}^2 \mathbf{p}^2 + \frac{s_l}{2} \mathbf{l}^2 \mathbf{p}^2$$

где δ и b – соответственно константы однородного обмена и магнитной анизотропии, \mathbf{e} и \mathbf{h} – перенормированное электрическое и магнитное поле, $\kappa_{\parallel}, \kappa_{\perp}$ – соответственно продольная и поперечная диэлектрические восприимчивости, r_m, r_l, s_m, s_l – коэффициенты КМОВ, \mathbf{P} - вектор электрической поляризации. В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели магнитного кристалла описываются системой дифференциальных уравнений, включающей в себя, помимо уравнений Максвелла, также и уравнения Ландау-Лифшица для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} . Также как и в [94], будем считать, что $b > 0$. Если $|\mathbf{H}| = 0$, а направление постоянного внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0 \parallel \text{OZ}$, то, как следует из (3.2.7), основное состояние рассматриваемого маг-

нетика характеризуется следующей равновесной ориентацией векторов ферромагнетизма \mathbf{m}_0 , антиферромагнетизма \mathbf{l}_0 и электрической поляризации \mathbf{P}_0 :

$$|\mathbf{m}_0| = 0, \quad \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{P}_0 \parallel OZ, \quad (3.2.8).$$

В этом случае материальные соотношения для рассматриваемого АФМ в постоянном внешнем электрическом поле примут вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \begin{pmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} + \begin{pmatrix} 0 & -\gamma & 0 \\ \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}, \\ \mathbf{P} &= \begin{pmatrix} \alpha_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{zz} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & -\gamma & 0 \\ \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (3.2.9).$$

Расчет показывает, что для $|\mathbf{m}_0| \ll 1$, в области частот ω , далекой от собственных частот колебаний сегнетоэлектрической подсистемы, структуру ненулевых компонент тензоров магнитной, диэлектрической, магнитоэлектрической восприимчивостей в (3.2.9) приближенно можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} \chi_{xx} = \chi_{yy} = T_{\perp} \frac{\omega_0^2}{\Delta}, \quad \gamma = \sqrt{R_{\perp} T_{\perp}} \frac{\omega_0 \omega}{\Delta}, \quad \Delta = \omega_0^2 - \omega^2 \\ \alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \alpha_{\perp 0} + R_{\perp} \frac{\omega_0^2}{\Delta}, \quad \alpha_{zz} = \alpha_{\parallel 0}, \end{aligned} \right\} \quad (3.2.10).$$

Здесь T_i - статическая магнитная восприимчивость в направлении $i = x, y, z$, $\alpha_{\perp 0}, \alpha_{\parallel 0}$ - статическая диэлектрическая восприимчивость в плоскости XY и вдоль OZ соответственно без учета влияния магнитной подсистемы, $\alpha_{\perp 0} + R_{\perp}$ и $\alpha_{\parallel 0}$ - статическая диэлектрическая восприимчивость в плоскости XY и вдоль OZ соответственно с учетом влияния магнитной подсистемы, ω_0 - частота однородного АФМ резонанса неограниченного антиферромагнетика (3.2.7)-(3.2.10). Как и выше, сагиттальной плоскостью, допускающей независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа, является YZ. Расчет показывает, что если нормаль к границе раздела сред $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0 \parallel OZ$, то входящий в соотношения (2.1.2) поверхностный волновой импеданс для волны ТМ-типа $Z_p(\omega, h)$ для рассматриваемой ан-

тиферромагнитной среды (3.2.9)-(3.2.10) в условиях ПВО определяется соотношением ($\mu_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\chi_{ik}$, $\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}$):

$$Z_p = \frac{1}{k_0 \varepsilon_{yy}} (q_p - \gamma k_0), \quad q_p \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} h^2 - k_0^2 (\varepsilon_{yy} \mu_{xx} - \gamma^2)} \quad (3.2.11).$$

Вследствие (3.1.4)-(3.1.9) соотношение $Z_p(\omega, h) = 0$ определяет на плоскости внешних параметров ω - h те сочетания частоты и поперечного волнового числа, при которых для падающего извне на поверхность АФМ (3.2.9)-(3.2.10) пучка объемных волн ТМ-типа внутри области ПВО (см. Приложение 5) достигается усиление эффекта Гуса–Хенхен:

$$h^2 = k_0^2 \mu_{xx} \varepsilon_{zz}; \quad \gamma > 0 \quad (3.2.12).$$

Из (3.2.10)–(3.2.12) следует, что для заданной ориентации \mathbf{E}_0 и частоты волны ω обсуждаемое усиление в условиях ПВО эффекта Гуса–Хенхен в рассматриваемой МОК реализуется только при определенном выборе знака ($\mathbf{E}_0 \mathbf{q}$), но является взаимным относительно инверсии знака угла падения волнового пучка на поверхность антиферромагнетика ($h \rightarrow -h$). Если принять, что для углов падения, далеких от скольжения, $\tilde{Z}_p \approx 1/\sqrt{\tilde{\varepsilon}}$, то из (3.1.9) получаем следующую оценку для максимального сдвига Гуса–Хенхен при резонансном возбуждении в среде (3.2.9)-(3.2.11) вытекающей эванесцентной волны ТМ-типа, удовлетворяющей условию (3.2.12):

$$|\Delta_p| \cong \frac{2}{\gamma k_0} \sqrt{\frac{\tilde{\varepsilon} \mu_{xx}}{\varepsilon_{zz}}} = \frac{\lambda_0}{\pi \gamma} \sqrt{\frac{\tilde{\varepsilon} \mu_{xx}}{\varepsilon_{zz}}} \quad \lambda_p \approx \frac{2\pi\gamma}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}}{\tilde{\varepsilon} \mu_{xx}}} \quad (3.2.13).$$

Так как в рамках рассматриваемой модели АФМ среды $\gamma = \frac{r_l \omega (gM_0)}{\omega_0^2 - \omega^2} \frac{E_0}{M_0}$ [94], а в соответствии с [30] $r_l \sim 10^{-3}$, то для $|\omega^2 - \omega_0^2| / (\omega g M_0) \sim 10$ и $E_0 \propto M_0$, вследствие (3.1.9), оценка смещения Гуса-Хенхен в случае $Z_p(\omega, h) = 0$ (3.2.13) по порядку величины имеет вид:

$$|\Delta_p| \approx 10^3 \lambda_0 \quad (3.2.14).$$

Используя принцип перестановочной двойственности, расчеты, аналогичные (3.2.9)-(3.2.14), могут быть выполнены и для эффекта Гуса–Хенхен в случае волны ТЕ-типа. В результате, при $Z_s(\omega, h) = 0$ вместо (3.2.12) получим $h^2 = k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{zz}$; $\gamma < 0$. Характерные частоты будут определяться условиями $\mu_{yy}(\omega = \omega_B) = 0$, $\varepsilon_{xx}(\omega = \omega_A) = 0$, $\omega = \Omega_*$ - решение $\mu_{yy} \varepsilon_{xx} = \gamma^2$. В зависимости от знака $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q})$ в случае волны ТЕ-типа ветви “+” и “-” на рисунке 6 поменяются местами по сравнению с рассмотренным выше случаем волны ТМ-типа.

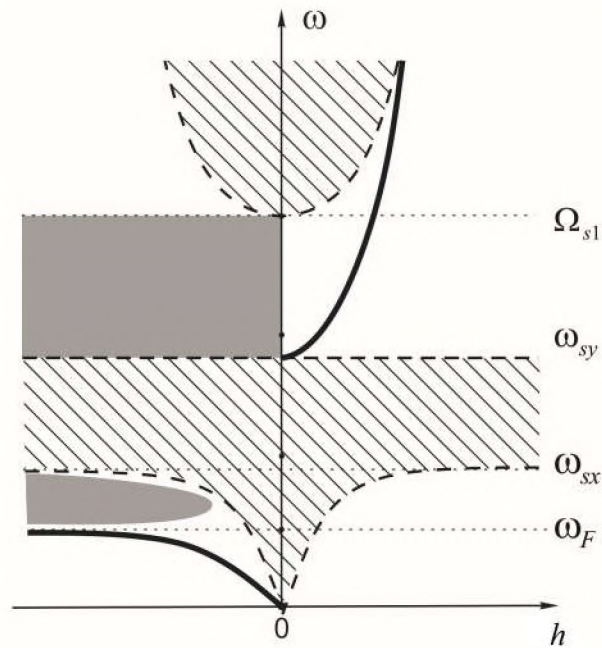


Рисунок 6. Сплошные линии – дисперсионные кривые спектра ОПВ ТЕ-типа на плоскости “ $\omega - h$ ”. Штрихованные области - объемные волны, нештрихованные - эванесцентные. Заливка - области с $\langle (\mathbf{S}) \mathbf{b} \rangle < 0$. $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) \neq 0$.

Как показали проведенные выше оценки (3.2.6), (3.2.14), в обоих рассмотренных выше примерах при $h \approx h'_\alpha(\omega)$ с учетом (3.1.9) имеет место $|h'_\alpha(\omega)| \gg |h''_\alpha(\omega)|$, а значит, в условиях ПВО как величина квадрата коэффициента прохождения $|T_\alpha|^2$, так и обсуждаемый эффект локального усиления сдвига Гуса-Хенхен, связанный с равным нулю в любой момент времени потоком

энергии вдоль нормали к поверхности оптически менее плотной среды, резко и значительно возрастают в узком интервале углов падения вблизи $h \approx h'_\alpha(\omega)$.

Если же для заданной величины ω такой угол $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$ на плоскости “ $\omega - h$ ” существует, то при $h \approx h'_\alpha(\omega)$ будет отвечать формированию лишь локального максимума для сдвига Гуса-Хенхен $\Delta_\alpha(\omega, h)$, определяемого из (3.1.5).

Подчеркнем, что рассмотренный в данной работе механизм усиления в условиях ПВО сдвига Гуса-Хенхен для пучка волн ТМ- (ТЕ-) типа за счет резонансного возбуждения вытекающей эванесцентной волны той же поляризации и нулевым (в любой момент времени) потоком энергии через границу раздела сред представляет собой ЭМ аналог ранее изученного в акустике эффекта усиления смещения пучка ультразвуковых волн, падающего из жидкости на поверхность полуограниченного изотропного твердого тела за счет резонансного возбуждения поверхностной акустической волны Рэлея, отвечающей механически свободной поверхности твердого тела [21,95].

Для падающей извне объемной ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа и рассматриваемой МОК ЭМ аналогом угла Рэлея является угол $\vartheta = \vartheta_\alpha$ (для (3.2.4) – (3.2.12) $\text{tg } \vartheta = k_z/k_y$), определяемый с учетом введенных выше обозначений условием $h'_\alpha(\omega) = \sqrt{\tilde{\varepsilon}} k_0 \sin \vartheta_\alpha$. При этих сочетаниях частоты и угла падения объемной ЭМ волны для формирующейся в условиях ПВО эванесцентной ЭМ волны соответствующей поляризации $\alpha = p, s$ имеет место соотношение $Z_\alpha(\omega, h) = 0$. Согласно [96], поверхностная акустическая волна Рэлея, бегущая вдоль границы раздела “твердое тело – жидкость”, является примером вытекающей поверхностной волны первого типа. Аномалии эффекта Шоха, связанные с формированием вытекающей поверхностной волны второго типа, изучены в [97] на примере отражения акустических пучков от свободной границы кристалла. Результаты данного раздела были опубликованы в [9-а].

3.3. Усиление эффекта Гуса-Хенхен на уединенной границе немагнитной и АФМ сред в скрещенных постоянных внешних магнитном и электрическом полях

Покажем, что включение внешнего магнитного поля одновременно ортогонально как легкой магнитной оси (OZ) ЛО АФМ, так и сагиттальной плоскости, существенно изменяет характер реализации эффекта Гуса–Хенхен для падающей извне на поверхность магнетика объемной волны ТМ- или ТЕ-типа по сравнению с выше описанным. Считая, что $\mathbf{q} \parallel OZ$ и $\mathbf{M}_0 \parallel OX$, и используя граничные условия (1.1.9), для объемной волны ТЕ- или ТМ-типа с $\mathbf{k} \in YZ$, падающей извне на поверхность рассматриваемого гиротропного магнитоэлектрика с основным состоянием (П.1.15), можно получить выражение для коэффициента отражения, структурно аналогичное (1.1.11). Однако теперь с учетом (1.1.12) и (П.1.16-18) выражения для импедансов магнитной среды принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} Z^s &= \frac{i\mu_{zz}}{k_0(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(q_{re}^s - \frac{\mu_*}{\mu_{zz}} h \right), & \tilde{Z}^s &= \frac{ik_{\parallel}}{k_0}, \\ Z^p &= -\frac{i\varepsilon_{zz}}{k_0(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(q_{re}^p + \sigma_1 \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{zz}} h \right), & \tilde{Z}^p &= -\frac{ik_{\parallel}}{k_0}, \end{aligned} \right\} \quad (3.3.1),$$

где $\sigma_1 = 1$ для мультиферроика, и $\sigma_1 = -1$ - для ЛО АФМ.

В результате для условий ПВО фазовый сдвиг отраженной от поверхности полуограниченного некомпенсированного магнитоэлектрика как для ТМ-, так и для ТЕ-волны может быть по-прежнему представлен в виде $tg\varphi_{\alpha} = Z_{\alpha} / \tilde{Z}_{\alpha}$.

В данном случае совместный анализ соотношений (1.1.12), (П.1.16)-(П.1.18), (3.3.1) показывает, что на плоскости внешних параметров $\omega - h$ в области существования эванесцентных волн становится возможной реализация не только положительного, ($\Delta_{\alpha} > 0$), но и отрицательного эффекта Гуса-Хенхен

($\Delta_\alpha < 0$) (см. рисунок 7 (тонируемые области)). Однако в этой МОК нет обратной ОПВ.

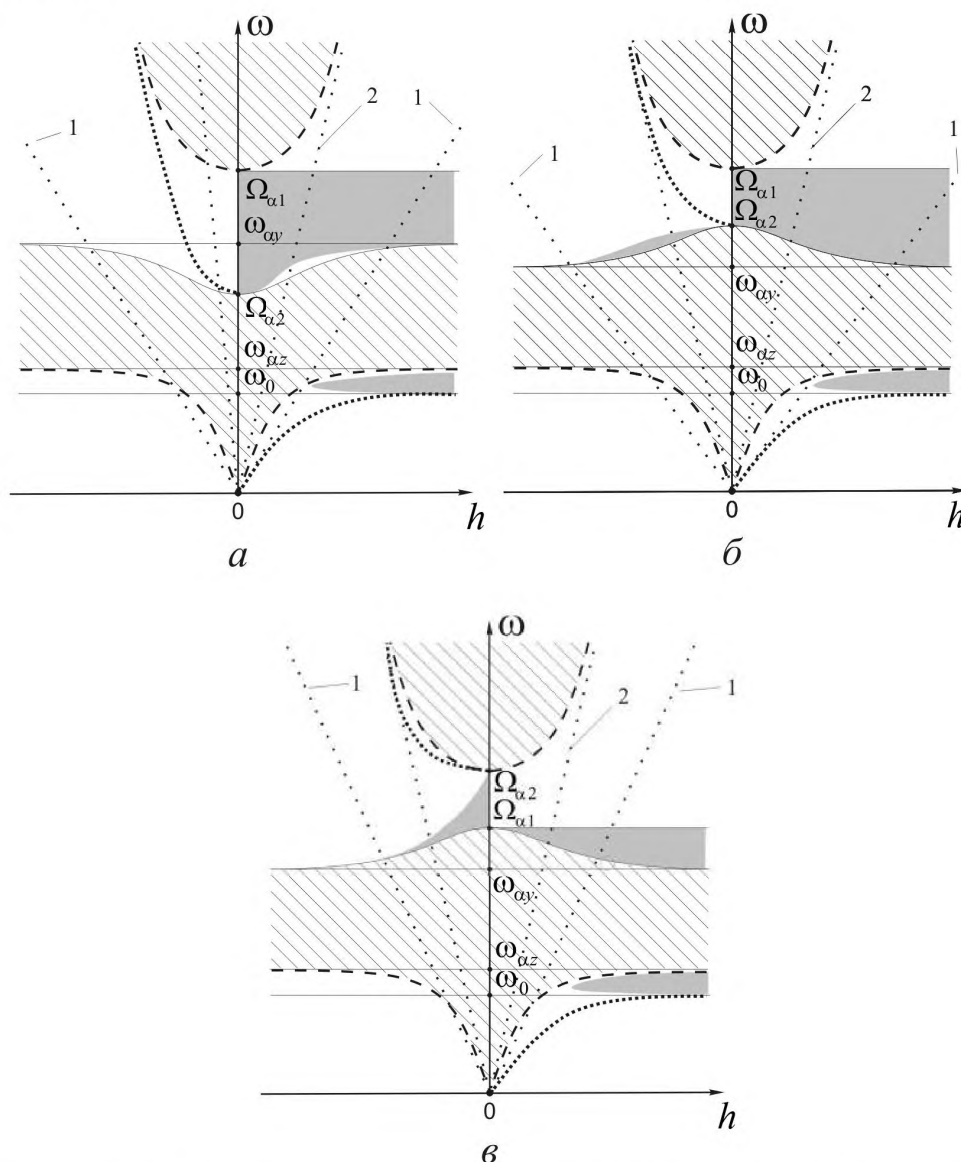


Рисунок 7. Сплошные линии – дисперсионные кривые спектра ОПВ с $\alpha = p$ ($\alpha = s$) ТЕ- (ТМ-) типа на плоскости “ $\omega-h$ ”. Штрихованные области - объемные волны, нештрихованные -эванесцентные. Заливка - области с $\langle \mathbf{S} \rangle \mathbf{b} < 0$.

При этом из расчета следует, что точечные линии на рисунке б отвечают закону дисперсии поверхностной ЭМ волны соответствующей поляризации на границе раздела “киральнй магнитоэлектрик – среда с экстремальными ЭМ параметрами” [5]. В частности, для волны ТМ-типа - это граница раздела с иде-

альным металлом (формально $1/\tilde{\varepsilon} \rightarrow 0$)". Для волны ТЕ-типа – это граница раздела “магнитоэлектрик - идеальный магнетик (формально $1/\tilde{\mu} \rightarrow 0$)”. Соответствующие дисперсионные соотношения с помощью (2.1.2),(3.3.1),(П.1.16-20) можно представить в следующем виде:

$$h^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_{xx} \mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2); \left(\frac{\mu_*}{\mu_{zz}} h > 0 \right); \alpha = s$$

$$h^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\mu_{xx} \varepsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2); \left(\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{zz}} h > 0 \right); \alpha = p$$
(3.3.2).

Таким образом, закон дисперсии рассматриваемого типа поверхностных ЭМ волн обладает невзаимностью относительно инверсии знака направления распространения волны вдоль границы раздела сред. Подчеркнем, что в формировании этого типа локализованных ЭМ волн принципиально важную роль играет сочетание гиротропии магнитной подсистемы и пространственно однородного МЭ эффекта. При этом, как показывает расчет, расположение на плоскости внешних параметров «частота - волновое число» участков с $\Delta_\alpha < 0$ и $\Delta_\alpha > 0$ зависит как от значений МЭ констант $\gamma_1 - \gamma_3$, так и от величины постоянного внешнего магнитного поля, определяющих величину антисимметричного МЭ взаимодействия. Так для ЭМ волны s-поляризации и слабом МЭ эффекте ($R_x < \varepsilon_x (T_y - T_z) / (1 + 4\pi T_z)$) расположение на плоскости ω и h областей с $\Delta_\alpha < 0$ и $\Delta_\alpha > 0$ отвечает рисунку 7-а. В случае промежуточной величины МЭ эффекта ($\varepsilon_x T_y > R_x > \varepsilon_x (T_y - T_z) / (1 + 4\pi T_z)$) будет иметь место рисунок 7-б. Наконец, в условиях сильного МЭ эффекта ($R_x > \varepsilon_x T_y$) условия отрицательного и положительного сдвига Гуса-Хенхена для заданных частот и углов падения ЭМ s- волны отображены на рисунке 7-в. Отметим, что проведенный для ЭМ волны s-типа анализ сдвига Гуса-Хенхен будет также справедлив и в случае границы раздела «немагнитный диэлектрик - мультиферроик».

Расположение на плоскости внешних параметров «частота - волновое число» областей положительного и отрицательного сдвига Гуса-Хенхен для

волны р-типа на границе ЛО АФМ ($4_z^{\pm} 2_x^+ I^-$) и немагнитного диэлектрика для сильного МЭ эффекта ($T_x < (\varepsilon_y R_y - \varepsilon_z R_z) / (\varepsilon_y (\varepsilon_z + 4\pi R_z))$) отраженно на рисунке 6-а. Тогда как в случае промежуточных величин МЭ эффекта ($R_y / \varepsilon_y > T_x > (\varepsilon_y R_y - \varepsilon_z R_z) / (\varepsilon_y (\varepsilon_z + 4\pi R_z))$) - сдвиг Гуса–Хенхен на плоскости ω и h отвечает рисунку 7-б. Наконец, случаю слабого МЭ эффекта ($R_y / \varepsilon_y < T_x$) отвечает рисунок 7-в.

Аналогичный характер зависимости продольного сдвига от величины МЭ эффекта на плоскости $\omega - h$ сохраняется и в случае пучка волн р-типа, отраженного от поверхности мультиферроика в немагнитный диэлектрик. Однако теперь области с $\Delta_\alpha < 0$ и $\Delta_\alpha > 0$ по сравнению с рисунком 7 будут зеркально отраженными относительно оси ординат. Совместный анализ (2.1.2), (3.3.1) показывает, что несимметричность расположения на плоскости внешних параметров «частота – волновое число» областей с отрицательным смещением Гуса–Хенхен связана с тем, что в рассматриваемом псевдокиральном магнитоэлектрике в условиях ПВО ($(q_{re}^\alpha)^2 > 0$) имеет место гибридизация двух механизмов формирования отрицательного сдвига пучка отраженных волн. Для наглядности на примере ТЕ-волны представим выражение для набега фазы в виде суммы симметричного и антисимметричного относительно h слагаемых:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\left(\frac{\varphi_s}{2}\right) &= A_1 + A_2, \\ A_1 &= \frac{-\mu_{zz}}{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \frac{q_{re}^s}{k_{\parallel}}, \quad A_2 = \frac{\mu_*}{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \frac{h}{k_{\parallel}}; \quad k_{\parallel} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}k_0^2 - h^2}. \end{aligned} \quad (3.3.3).$$

Вклад, определяемый в (3.3.3) как A_1 ($A_1(h) = A_1(-h)$), связан с возможностью формирования в оптически менее плотной среде (в данном случае - ЦАС АФМ) эванесцентной ЭМ волны с поляризацией $\alpha = p, s$. Наличие резонансных особенностей в компонентах тензоров магнитной, диэлектрической и магнитоэлектрической проницаемостей приводит к тому, что в отдельных частотных диапазонах знак проекции вектора Пойтинга (1.4.11-12) на границу

раздела сред для обсуждаемой эванесцентной волны может быть отрицательным (не только в “левой”, но и в правой среде). Реализация в условиях ПВО данного механизма формирования отрицательного сдвига Гуса-Хенхен возможна даже в том случае, когда оптически менее плотная среда не является гиротропной ($\varepsilon_* = 0, \mu_* = 0$) [98]. При этом для заданной поляризации волны в пучке $\alpha = p, s$ частота волны ω должна одновременно удовлетворять условиям:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yy} < 0, \varepsilon_{zz} < 0, \quad \alpha = p \\ \mu_{yy} < 0, \mu_{zz} < 0, \quad \alpha = s \end{aligned} \quad (3.3.4).$$

Что касается второго механизма формирования отрицательного эффекта Гуса-Хенхен, определенного в (3.3.3) как A_2 ($A_2(-h) = -A_2(h)$), то он характерен только для отражения от гиротропной среды. В рассматриваемой МОК ($\mathbf{k} \in YZ, \mathbf{q} \parallel \mathbf{L}_0 \parallel OZ, \mathbf{M}_0 \parallel OX$) гиротропия индуцирует дополнительный (по отношению к негиротропной среде в тех же условиях) сдвиг фазы у отраженной волны, который пропорционален углу падения и, как следствие, дополнительный сдвига Гуса-Хенхен. Другим возможным механизмом влияния на знак (и величину) эффекта Гуса-Хенхен может быть изменение на противоположный знака равновесного вектора ферромагнетизма $\mathbf{M}_0 \parallel OX$, поскольку, как следует из (3.3.3), $A_2(-\mathbf{V}_0) = -A_2(\mathbf{V}_0)$. Для волны ТЕ-типа подобная невзаимность ранее обсуждалась в [90] на примере полуограниченного ЛО АФМ в коллинеарной фазе в постоянном внешнем магнитном поле, одновременно коллинеарном легкой магнитной оси и ортогональном сагиттальной плоскости.

Кроме того, как известно (см., например, в [27]), при падении объемной р-поляризованной волны на поверхность оптически менее плотной немагнитной среды имеет место усиление интенсивности эванесцентных волн ТМ-типа при условии, что угол падения отвечает предельному углу ПВО (обе граничащие среды предполагались оптически изотропными). В рассматриваемом случае отражения объемной ТМ (или ТЕ) волны от поверхности магнитоэлектрика (П.1.12-14) и $\mathbf{L}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$, подобный эффект усиления в условиях ПВО также

имеет место. Однако теперь максимум эффекта будет достигаться не при угле падения, равном предельному углу ПВО, а на кривых (3.3.2) отвечающих спектров ОПВ соответствующей поляризации, если частота ω и угол наклона падающей на магнетик волны ТМ- или ТЕ-типа одновременно удовлетворяют этим соотношениям.

Качественно иной характер имеет усиление эффекта Гуса–Хенхен при отражении квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа в геометрии Фогта от полуограниченного АФМ, если одновременно постоянное внешнее электрическое поле ортогонально направлению и $\mathbf{H}_0 \parallel OX \parallel \mathbf{a}$, и $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$. Как пример можно рассмотреть двухподрешеточную модель одноосного (ось OZ) АФМ с центром симметрии в легкоплоскостной (XY) слабоферромагнитной фазе ($\mathbf{H}_0 \parallel OX \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{l}_0 \parallel OY$). Расчет показывает, что и в данном случае включение постоянного внешнего электрического поля как коллинеарно к легкой магнитной оси ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$), так и ортогонально ей (например, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$) не изменяют указанного выше основного состояния. В результате, в частном случае $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY$, $\mathbf{k} \in YZ$:

$$Z_p'' = \frac{\varepsilon_{yy}}{k_0(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(-\eta_p'' + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} h + k_0 \frac{\varepsilon_* \bar{\beta}_4 - \varepsilon_{yy} \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{yy}} \right), \quad \text{ТМ-волна}$$

$$\eta_p'' = \sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{yy}} \left(h + k_0 \frac{\varepsilon_{zz} \bar{\beta}_4 - \varepsilon_* \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{zz}} \right)^2 - k_0^2 \frac{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}}}, \quad (3.3.5),$$

где $\bar{\beta}_j = 4\pi\beta_j$ ($j = \bar{1}, 4$),

$$Z_s'' = \frac{\mu_{yy}}{k_0(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(\eta_s'' - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} h + k_0 \frac{\mu_* \bar{\beta}_3 - \mu_{yy} \bar{\beta}_2}{\mu_{yy}} \right), \quad \text{ТЕ-волна} \quad (3.3.6).$$

$$\eta_s'' = \sqrt{\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \left(h - k_0 \frac{\mu_{zz} \bar{\beta}_3 - \mu_* \bar{\beta}_2}{\mu_{zz}} \right)^2 - k_0^2 \frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2)}{\mu_{yy}\mu_{zz}}}$$

В (3.3.5-6) η_α'' - обратная глубина проникновения эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа в магнетик, при этом в случае (3.3.5)-(3.3.6) одновременно

$\eta'_\alpha \neq 0, \eta''_\alpha \neq 0$. Из (3.3.5) - (3.3.6) следует, что соотношения для спектра ОПВ ТМ- или ТЕ-типа имеют вид ($h \equiv k_z$):

$$\begin{aligned} (h - k_0 \bar{\beta}_3)^2 &= k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{yy}; & \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} h - k_0 \frac{\mu_* \bar{\beta}_3 - \mu_{yy} \bar{\beta}_2}{\mu_{yy}} > 0; & \text{ТЕ-волна;} \\ (h + k_0 \bar{\beta}_4)^2 &= k_0^2 \mu_{xx} \varepsilon_{yy}; & \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} h + k_0 \frac{\varepsilon_* \bar{\beta}_4 - \varepsilon_{yy} \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{yy}} > 0; & \text{ТМ-волна (3.3.7).} \end{aligned}$$

Дисперсионные соотношения ОПВ ТМ- типа отвечает спектру поверхностного магнитного ТМ- поляритона на границе раздела “ЛО АФМ - идеальный металл”, тогда как спектр ОПВ ТЕ- типа – спектру поверхностного магнитного ТЕ- поляритона на границе “ЛО АФМ - идеальный магнетик”. Что касается усредненного по периоду колебаний потока энергии, связанного с обсуждаемой ОПВ, то для поляризации $\alpha = p, s$ он определяется выражениями:

$$\begin{aligned} \langle S_{sz} \rangle &= \frac{\mu_{zz}}{8\pi k_0 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(h - k_0 \frac{\mu_{zz} \bar{\beta}_3 - \mu_* \bar{\beta}_2}{\mu_{zz}} \right) \cdot |E_{x0}|^2 e^{2q_s y}, \text{ ТЕ-волна} \\ \langle S_{pz} \rangle &= \frac{\varepsilon_{zz}}{8\pi k_0 (\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(h + k_0 \frac{\varepsilon_{zz} \bar{\beta}_4 - \varepsilon_* \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{zz}} \right) \cdot |H_{x0}|^2 e^{2q_p y}, \text{ ТМ-волна (3.3.8).} \end{aligned}$$

Соотношения (3.3.5)-(3.3.8) описывают также и изученные в разделе 2.2. основные особенности спин-волновой электродинамики ЭВ волн ТМ- или ТЕ-типа в АФМ среде, обладающей только гиротропным или только псевдокиральным взаимодействием. Так, в частном случае отсутствия постоянного внешнего магнитного поля (3.3.5)-(3.3.8) одновременно $\mu_* = \varepsilon_* = \beta_3 = \mu_* = \beta_4 = 0$ ($\beta_{1,2} \neq 0$), тогда как при наличии только постоянного внешнего магнитного поля в геометрии Фогта в (3.3.5)-(3.3.8) одновременно $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$ ($\mu_* \neq 0, \varepsilon_* \neq 0$).

Таким образом, по сравнению с $|\mathbf{E}_0| = 0$, при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$ на плоскости внешних параметров “частота – волновое число” возможно появление областей, при которых поток энергии, переносимый вдоль поверхности АФМ эванесцентной волной ТМ- или ТЕ-типа направлен антипараллельно ее фазовой скорости (области с отрицательным знаком сдвига Гуса–Хенхен). Для частного случая

$\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q}, \mathbf{H}_0 \parallel OZ, \mathbf{k} \in XY$ области существования объемных ($\eta_\alpha^2 < 0$) и эванесцентных ЭМ волн ТМ- или ТЕ-типа на плоскости внешних параметров $\omega-h$ представлены в Приложении 7. Результаты данного раздела были опубликованы в [3-а].

Выводы к главе III

Таким образом, проведенные расчеты показали, что:

1) внутри области ПВО усиление эффекта Гуса–Хенхен на границе раздела двух оптически прозрачных сред возможно уже в случае единственной границы раздела, если частота и поперечное волновое число квазиплоской объемной волны ТМ- (ТЕ-) типа, падающей на оптически менее плотную среду, одновременно таковы, что на поверхности оптически менее плотной среды обращается в ноль поверхностный импеданс (в случае волны ТМ-типа) или поверхностная волновая проводимость (в случае волны ТЕ-типа), т.е. если связанный с возбуждаемой эванесцентной волной мгновенный поток энергии через границу раздела сред в любой момент времени был строго равен нулю (что в выбранной МОК отвечает спектру вытекающей ОПВ соответствующей поляризации);

2) в выбранной МОК при заданной частоте и поляризации падающего на уединенную границу раздела оптически прозрачных диэлектриков волнового пучка величиной и знаком эффекта Гуса-Хенхен можно управлять с помощью только постоянного внешнего магнитного или только постоянного внешнего электрического поля, а также в случае их взаимно ортогональной ориентации . В частности имеется 1) зависимость величины и знака сдвига Гуса–Хенхен в зависимости от частоты, поляризации и угла падения; 2) невзаимность эффекта усиления сдвига Гуса–Хенхен относительно инверсии знака $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q})$; 4) невзаимность эффекта усиления сдвига Гуса–Хенхен относительно инверсии знака $(\mathbf{H}_0 \mathbf{a})$; 5) невзаимность эффекта усиления сдвига Гуса–Хенхен относительно инверсии знака угла падения $(h \rightarrow -h)$.

ГЛАВА IV. УПРАВЛЯЕМЫЕ ВНЕШНИМ ПОЛЕМ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ОБЪЕМНЫХ ВОЛН ТМ- (ТЕ-) ТИПА ВДОЛЬ АФМ СЛОЯ В СИММЕТРИЧНОМ ОКРУЖЕНИИ

4.1. Особенности резонансного прохождения волны ТМ (ТЕ-) типа через пластину антиферромагнетика в скрещенных магнитном и электрическом полях

В разделе 1, в частности, было показано, что если спектр нормальных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа неограниченной оптически менее плотной среды обладает невзаимностью относительно инверсии $k_{\parallel} \rightarrow -k_{\parallel}$, то уже при одном и том же разбиении плоскости внешних параметров “ $\omega - h$ ” характер оптической рефракции на поверхности такой среды будет зависеть от того, верхнее или нижнее полупространство занимает она относительно оптически более плотной среды. Это связано с тем, что в данном случае для контактирующих сред с учетом закона сохранения энергии и импульса различным оказывается относительное расположение на плоскости волновых векторов сечений ПВВ нормальных поляритонов сагиттальной плоскостью. Из теории волновых процессов в слоистых средах известно, что в МОК, допускающей независимое распространение плоских ЭМ волн ТМ- и ТЕ-типа, для оптически изотропного слоя (среда 2), разделяющего два оптически изотропных, идентичных (среда 1) полупространства, френелевские (амплитудные) коэффициенты отражения V_{α} и прохождения W_{α} могут быть представлены в виде [21]:

$$\begin{aligned} V_{\alpha} &= \frac{(Z_{\alpha}^2 - \tilde{Z}_{\alpha}^2) \sin(k_{\alpha} d)}{(\tilde{Z}_{\alpha}^2 + Z_{\alpha}^2) \sin(k_{\alpha} d) + 2i\tilde{Z}_{\alpha} Z_{\alpha} \cos(k_{\alpha} d)}; \\ W_{\alpha} &= \frac{2i\tilde{Z}_{\alpha} Z_{\alpha}}{(\tilde{Z}_{\alpha}^2 + Z_{\alpha}^2) \sin(k_{\alpha} d) + 2i\tilde{Z}_{\alpha} Z_{\alpha} \cos(k_{\alpha} d)} \end{aligned} \quad V_{\alpha}^2 + W_{\alpha}^2 = 1, \quad (4.1.1),$$

где \tilde{Z}_α - поверхностный импеданс (адмиттанс) среды, из которой падает волна ТМ- (ТЕ-) типа, а Z_α - входной поверхностный импеданс (адмиттанс) сопряженной среды. В последнее время, с целью использования в антенных приложениях, повышенный интерес вызывают метаповерхности - электродинамические структуры, входной импеданс которых заданным образом зависит от частоты, поляризации и направления распространения падающей извне плоской ЭМ волны [99]. Однако в электромагнитном метаматериале строго задана как взаимная ориентация ЭМ частиц, формирующих метаматериал, так и рабочая частота. Кроме того, с ростом частоты падающей волны и вследствие отсутствия четко выраженной поверхности у такой композитной среды достаточно быстро становятся существенными эффекты пространственной дисперсии, связанные с относительно большим размером элементарной ячейки метаматериала [100]. В этой связи несомненный интерес представляет вопрос об использовании в качестве метаповерхности пространственно однородной среды, волновые свойства которой можно целенаправленно регулировать с помощью легко реализуемых внешних параметров (например, постоянным внешним магнитным \mathbf{H}_0 или электрическим \mathbf{E}_0 полем). К числу таких сред, несомненно, относятся АФМ структуры, электродинамические характеристики которых существенно модифицируются под влиянием указанных выше внешних параметров, тогда как частота АФМ резонанса может лежать в терагерцовом диапазоне. В частности, хорошо известно, что уже в коллинеарной фазе обменноколлинеарного АФМ включение \mathbf{H}_0 ортогонально легкой магнитной оси превращает его, согласно [12], в собственно гиротропную среду. Однако, несмотря на то, что к настоящему времени имеется достаточно большое количество публикаций, связанных с изучением воздействия постоянного внешнего магнитного поля на характер прохождения плоской волны ТЕ- или ТМ-типа через границу раздела “немагнитный диэлектрик - АФМ”, тем не менее эта тема по-прежнему не теряет своей актуальности [101-102]. Значительно меньше число публикаций посвящено анализу эффектов постоянного внешнего электрического поля при прохождении

плоской волны ТЕ или ТМ-типа через границу раздела “немагнитный диэлектрик – АФМ”. Вместе с тем, из результатов [103, 104] следует, что скомпенсированный ЛО АФМ в поле E_0 , ортогональном легкой оси, характеризуется материальными соотношениями, аналогичными частному случаю бианизотропной среды - плоской решетке омега-частиц [5]. Если же E_0 направлено вдоль легкой магнитной оси скомпенсированного ЛО АФМ, то соответствующие уравнения связи становятся аналогичными случаю взаимно ортогональных плоских решеток омега-частиц [5,28] ($E_0 / |E_0|$ – линия пересечения плоскостей таких решеток). В случае, когда АФМ является нескомпенсированным, то при $E_0 \neq 0$ магнетик приобретает не только собственно гиротропные и псевдогиротропные, но и МЭ свойства [103, 104]. При этом ненулевые компоненты тензоров, входящих в уравнения связи такой среды, в зависимости от частоты распространяющейся волны будут иметь резонансные особенности. Таким образом, можно рассчитывать, что изменение направления E_0 может существенно влиять на характер прохождения объемной ЭМ волны ТМ- (ТЕ-) типа через границу раздела магнитной и немагнитной сред. Следует отметить, что в качестве механизма, ответственного за взаимодействие спиновой подсистемы в обменно коллинеарном ЦС АФМ и электрического поля, в работах [103-104] рассматривалось КМОВ, эффекты которого в спин-волновой электродинамике АФМ среды оказываются обменно усиленными. При этом возникает также и дополнительная магнитная анизотропия, связанная с ориентацией E_0 . Сам по себе данный эффект достаточно мал, но если для исследуемой сагиттальной плоскости собственная магнитная анизотропия также мала, то можно ожидать, что, изменяя в такой плоскости направление E_0 , можно будет плавно изменять равновесную ориентацию вектора АФМ, а значит, и ориентацию главных осей тензоров, входящих в уравнения связи такого АФМ. Условия для реализации данной возможности следует ожидать, в частности, в случае ЛО АФМ в “spin-flop” фазе с

\mathbf{H}_0 вдоль легкой магнитной оси ⁸, полагая, что \mathbf{E}_0 лежит в сагиттальной плоскости с нормалью вдоль \mathbf{H}_0 .

В связи с этим, в данном разделе приведены результаты анализа в геометрии Фогта влияния ориентации в сагиттальной плоскости постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 на условия резонансного прохождения объемной ЭМ волны ТМ или ТЕ-типа, падающей извне на прозрачную пластину одноосного АФМ находящегося в "spin-flop" фазе.

В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель магнитно скомпенсированного обменно коллинеарного, одноосного (OZ) АФМ [92]. В этом случае в терминах векторов ферромагнетизма ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$) плотность термодинамического потенциала рассматриваемого АФМ принимает вид (П.1.1). При $b > 0$ соотношение (П.1.1) отвечает коллинеарной фазе с легкой магнитной осью OZ. Если $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$, то в зависимости от знака константы КМОВ $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0$ или $(\mathbf{l}_0 \mathbf{E}_0) = 0$ (\mathbf{m}_0 и \mathbf{l}_0 – равновесный вектор ферромагнетизма и антиферромагнетизма соответственно). Случаю одноосного АФМ с легкой плоскостью, перпендикулярной OZ, соответствует $b < 0$. В частном случае $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \parallel OY$ материальные соотношения для рассматриваемого АФМ в линейном по амплитуде малых колебаний приближении принимают вид (П.1.2) - (П.1.4).

Если $|\mathbf{H}_0| = 0$, $|\mathbf{E}_0| \neq 0$, то в (П.1.3-4) $\beta_3 = \beta_4 = \mu_* = \varepsilon_* = 0$, тогда как при $|\mathbf{E}_0| = 0$, $|\mathbf{H}_0| \neq 0$ $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$. При $\mathbf{k} \in XY$ в рассматриваемой модели АФМ диэлектрика (П.1.3)-(П.1.4) возможно независимое распространение нормальных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа. Если, следуя [16], ввести единичные вектора \mathbf{q} и \mathbf{b} соответственно вдоль нормали к границе раздела сред и вдоль линии пересечения сагиттальной плоскости и плоскости границы раздела сред ($\mathbf{q}\mathbf{b} = 0$), то в сагиттальной плоскости волновой вектор \mathbf{k} можно представить

⁸ или в случае легкоплоскостного АФМ (ЛП АФМ), для \mathbf{H}_0 - вдоль трудной магнитной оси

как $\mathbf{k} = h\mathbf{b} + k_{\parallel}\mathbf{q}$. На основании ковариантного метода [16] для $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \in XY$ ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$) соответствующие дисперсионные соотношения принимают вид (П.1.5 - 8) (φ - угол разориентации векторов $\mathbf{l}_0, \mathbf{E}_0$, такой что $\cos\varphi = 1$ при $\mathbf{E}_0 \parallel OY$).

В дальнейшем полагая плоскость XY сагиттальной рассмотрим трехслойную структуру в которой два идентичных немагнитных оптически изотропных полупространства разделены слоем толщиной d рассматриваемого АФМ. Материальные соотношения для немагнитной среды имеют вид (1.1.1).

В этом случае, вследствие (П.1.5-8), рефракционные свойства границы раздела магнитной и немагнитной сред будут зависеть от ориентации \mathbf{E}_0 в сагиттальной плоскости. Расчет на основе ковариантного метода [16] показывает, что в обсуждаемом случае АФМ слоя в неограниченной изотропной среде френелевский коэффициент прохождения волны с поляризацией ТМ- или ТЕ- типа принимает вид

$$W_{\alpha} = \frac{2\tilde{Z}_{\alpha}}{(T_{11}^{\alpha} + T_{22}^{\alpha})\tilde{Z}_{\alpha} + i(T_{21}^{\alpha} - T_{12}^{\alpha}\tilde{Z}_{\alpha}^2)}; \quad \alpha = p, s \quad (4.1.2)$$

где T_{ik}^{α} - матрица перехода, связывающая тангенциальные компоненты векторов электрического и магнитного поля в волне с поляризацией ТМ или ТЕ типа на поверхностях АФМ слоя толщиной d ($\alpha = p, s$)

$$T_{ik}^{\alpha} = \exp(i\eta_{\alpha}^{\prime}d) \begin{pmatrix} \text{ch}(\eta_{\alpha}^{\prime}d) + \frac{Z_{\alpha+} + Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}} \text{sh}(\eta_{\alpha}^{\prime}d) & -\frac{2}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}} \text{sh}(\eta_{\alpha}^{\prime}d) \\ \frac{2Z_{\alpha+}Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}} \text{sh}(\eta_{\alpha}^{\prime}d) & \text{ch}(\eta_{\alpha}^{\prime}d) - \frac{Z_{\alpha+} + Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}} \text{sh}(\eta_{\alpha}^{\prime}d) \end{pmatrix}. \quad (4.1.3)$$

$$\left(\eta_p^{\prime}\right)^2 = \frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{xx}^2(c_p \cos\varphi - h)^2 - k_0^2\varepsilon_{\parallel}\Delta_p}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{\parallel}^2}; \quad \eta_s^{\prime} = \frac{\mu_{yy}\mu_{xx}^2(c_s \cos\varphi - h)^2 - k_0^2\mu_{\parallel}\Delta_s}{\mu_{xx}\mu_{\parallel}^2}, \quad (4.1.4)$$

$$\tilde{c}_p = \left[-\frac{\varepsilon_{xx}c_p k_0 + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx})h\cos\varphi}{\varepsilon_{\parallel}} \right] \sin\varphi, \quad \tilde{c}_s = \left[-\frac{\mu_{xx}c_s k_0 + (\mu_{yy} - \mu_{xx})h\cos\varphi}{\mu_{\parallel}} \right] \sin\varphi. \quad (4.1.5)$$

Здесь $Z_{\alpha+}$ и $Z_{\alpha-}$ поверхностные импедансы (адмиттансы) нормальной поляритонной волны ТМ- (ТЕ-) типа на верхней и нижней границе АФМ слоя [61,104], $\eta_{\alpha} \equiv \text{Im}\left(k_{\parallel\alpha}\right)$, $k_{\parallel\alpha}$ - решение (П.1.5-8) относительно k_{\parallel} при заданных ω и h . Таким образом если одновременно $(\mathbf{E}_0\mathbf{q}) \neq 0$ и $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}_0$, то как следует из (1.1.2), (П.1.2 -8), (4.1.3-5) в случае АФМ пластины коэффициент прохождения для волны ТМ- или ТЕ- типа имеет невзаимность не только относительно инверсии знака угла падения (как при $\mathbf{E}_0 = 0, \mathbf{H}_0 \neq 0$), но и относительно инверсии знака $(\mathbf{E}_0\mathbf{q})$. Выбор знака для прошедшей через пластину волны (проекция волнового вектора на направление \mathbf{q}) с поляризацией $\alpha = p, s$ в АФМ среде проводится с учетом принципов излучения Зоммерфельда – Мандельштама [27,43,59,105]. Результаты данного раздела были опубликованы в [8-а].

4.2. Связь условий резонансного прохождения с локальной геометрией поверхности волновых векторов (ПВВ).

На плоскости внешних параметров частота « ω - продольное волновое число h » границы, разделяющие области объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа в рассматриваемом некомпенсированном антиферромагнетике (П.1.1) определяются из (4.1.4) как $\eta'_{\alpha} = 0$. Условие полного прохождения волны ТМ- (ТЕ-) типа через рассматриваемую АФМ пластину ($|W_{\alpha}| = 1$) на основании (4.1.2) можно представить в виде:

$$i(T_{11}^{\alpha} + T_{22}^{\alpha} - 2)\tilde{Z}_{\alpha} = T_{21}^{\alpha} + T_{12}^{\alpha}\tilde{Z}_{\alpha}^2 \quad (4.1.6).$$

Из (П.1.2-8), (4.1.2)-(4.1.5) следует, что полное прохождение имеет место в случае, когда у падающей извне плоской объемной ЭМ волны значения внешних параметров ω и h таковы, что слой является полуволновым [21]:

$$\tilde{k}_{\parallel\alpha}d = \pi\nu, \quad \nu = 1, 2, \dots, \quad (\eta'_{\alpha})^2 \equiv -\tilde{k}_{\parallel\alpha}^2. \quad (4.1.7).$$

Так как для рассматриваемых ω и h внешняя по отношению к пластине среда является оптически более плотной, чем АФМ, то равенство нулю знаменателя коэффициента прохождения (4.1.2)

$$i(T_{11}^{\alpha} + T_{22}^{\alpha})\tilde{Z}_{\alpha} - (T_{21}^{\alpha} + T_{12}^{\alpha}\tilde{Z}_{\alpha}^2) = 0 \quad (4.1.8)$$

определяет спектр объемной поляритонной волны ТМ- (ТЕ-) типа, вытекающей как в верхнее, так и в нижнее полупространства, граничащие с пластиной (при этом падающая извне на пластину объемная волна отсутствует (см. также [106])). Если же рассмотреть случай, когда в верхней среде имеется только падающая без отражения на прозрачную пластину объемная волна с поляризацией $\alpha = p, s$, а затем проходящая в нижнее полупространство, то решение такой граничной задачи для обсуждаемого АФМ слоя вместо (4.1.8) принимает вид:

$$i(T_{11}^{\alpha} - T_{22}^{\alpha})\tilde{Z}_{\alpha} + (T_{21}^{\alpha} - T_{12}^{\alpha}\tilde{Z}_{\alpha}^2) = 0 \quad (4.1.9),$$

т.е. для любого \tilde{Z}_{α} имеет место условие полуволнового прохождения (4.1.7).

Это означает, что (4.1.9) определяет спектр нормальных магнитных ТМ- (ТЕ-) поляритонов в пластине с симметричным окружением и особым типом граничных условий: для заданных ω и h на одну из поверхностей пластины падает, а с другой поверхности излучается объемная ЭМ волна этой же поляризации ($\alpha = p$ или $\alpha = s$). При этом, несмотря на то, что такая поляритонная волна в слое (4.1.9) и является вытекающей, тем не менее, при своем распространении вдоль пластины она не затухает вследствие компенсации (в отличие от (4.1.8)) потоков энергии, связанных с падающей на пластину (источник) и излученной из пластины (сток) ЭМ волнами. Уместно отметить, что, несмотря на наличие падающей и прошедшей волн, число независимых амплитуд в рассматриваемом случае формально равно числу граничных условий, как и должно быть при расчете спектра нормальных колебаний [21,107]. На плоскости внешних параметров $\omega - h$ условие полуволнового прохождения объемных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа через пластину АФМ (4.1.4)-(4.1.5),(4.1.7) во взаимно ортогональных скрещенных магнитном и электрическом полях для геометрии Фогта можно представить в виде ($\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0$):

$$\left[h - c_p \cos \varphi \right]^2 + \left(\frac{\pi \nu}{d} \right)^2 \frac{\varepsilon_{\parallel}^2}{\varepsilon_{yy} \varepsilon_{xx}} = k_0^2 \frac{\varepsilon_{\parallel} \Delta_p}{\varepsilon_{yy} \varepsilon_{xx}^2}; \quad \alpha = p \quad (4.1.10),$$

$$\left[h - c_s \cos \varphi \right]^2 + \left(\frac{\pi \nu}{d} \right)^2 \frac{\mu_{\parallel}^2}{\mu_{yy} \mu_{xx}} = k_0^2 \frac{\mu_{\parallel} \Delta_s}{\mu_{yy} \mu_{xx}^2}; \quad \alpha = s \quad (4.1.11).$$

Из приведенных соотношений следует, что на плоскости $\omega - h$ в зависимости от поляризации (ТМ- или ТЕ-типа) области существования рассматриваемых объемных волн ограничены (4.1.10)-(4.1.11) при $\nu = 0$. Из анализа (П.1.5)-(П.1.8) следует, что так как $c_{\alpha}(H_0) = -c_{\alpha}(-H_0)$, $c_{\alpha}(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) = -c_{\alpha}(-\mathbf{E}_0 \mathbf{q})$, то спектр нормальных магнитных поляритонов ТМ- и ТЕ-типа (4.1.10)-(4.1.11) не обладает четностью относительно инверсии направления распространения волны. В случае, когда одновременно $|\mathbf{E}_0| = |\mathbf{H}_0| = 0$, эффекты невзаимности поляритонного спектра (4.1.10)-(4.1.11) отсутствуют. Введем для заданного типа поляризации $\alpha = s, p$ характерные частоты $\omega_{\alpha x}$, $\omega_{\alpha y}$, $\Omega_{\alpha A}$, $\Omega_{\alpha B}$, $\omega_{\alpha \parallel}$ и волновые числа h_{α}^* с помощью следующих соотношений:

$$k_{\perp \alpha}^* = k_0 c_{\alpha} \cos \varphi; \quad \Omega_{\alpha B} \equiv \max\{\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}\}, \quad \Omega_{\alpha A} \equiv \min\{\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}\},$$

$$\mu_{yy}(\omega_{sy}) = 0, \quad \mu_{xx}(\omega_{sx}) = 0, \quad \varepsilon_{yy}(\omega_{py}) = 0, \quad \varepsilon_{xx}(\omega_{px}) = 0, \quad \varepsilon_{\parallel}(\omega_{p\parallel}) = 0, \quad \mu_{\parallel}(\omega_{s\parallel}) = 0 \quad (4.1.12),$$

$$\mu_{yy}(\Omega_{s1}) \mu_{xx}(\Omega_{s1}) - \mu_{*}^2(\Omega_{s1}) = 0, \quad \varepsilon_{yy}(\Omega_{p1}) \varepsilon_{xx}(\Omega_{p1}) - \varepsilon_{*}^2(\Omega_{p1}) = 0 \quad (4.1.13),$$

$$\mu_{xx}(\Omega_{s2}) \varepsilon_{zz}(\Omega_{s2}) - \beta_2^2(\Omega_{s2}) = 0, \quad \varepsilon_{xx}(\Omega_{p2}) \mu_{zz}(\Omega_{p2}) - \beta_1^2(\Omega_{p2}) = 0.$$

Из (4.1.10)-(4.1.11) следует, что частоты $\omega_{\alpha x}$ и $\omega_{\alpha y}$, ($\alpha = s, p$) отвечают коротковолновым ($h \rightarrow \infty$), а $\omega = \omega_{\alpha \parallel}$ (при $h = h_{\alpha}^*$) – длинноволновым точкам сгущения спектра. Положение этих точек на плоскости внешних параметров “частота – волновое число” при заданной величине \mathbf{H}_0 будет существенно зависеть не только от величины, но и от ориентации \mathbf{E}_0 в сагиттальной плоскости. В результате, в зависимости от номера моды ν , частотного интервала и ве-

личины волнового числа распространяющаяся в АФМ пластине объемная поляритонная волна (4.1.10)-(4.1.11) может быть прямой ($h \partial \omega / \partial h > 0$), или обратной ($h \partial \omega / \partial h < 0$). Таким образом, направление переноса энергии в плоскости пластины можно изменять за счет относительной ориентации \mathbf{E}_0 в плоскости падения. При значениях волнового числа, отвечающих $h_\alpha^*(\omega)$, дисперсионные кривые (4.1.10)-(4.1.11) нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа соответственно ($\alpha = s, p$) имеют точки экстремума (максимума или минимума) (см. рисунок 8 и Приложение 8).

В частности, при $0 < \omega \leq \omega_{\alpha\alpha}$ бегущие вдоль АФМ пластины объемные поляритоны ТМ- или ТЕ-типа имеют коротковолновые точки сгущения спектра при $\omega_{\alpha\alpha}$, а при $h_\alpha^*(\omega)$ - волна с заданным номером моды ν имеет минимум, т.е. в зависимости от величины и знака h участки обсуждаемой дисперсионной кривой могут относиться как к волне прямого типа, так и обратного.

Как показал проведенный анализ, в частотном диапазоне $\omega_{\alpha\alpha} < \omega < \max\{\omega_{\alpha\gamma}; \Omega_{\alpha 1}\}$ характеристики рассматриваемых объемных волн ТМ- и ТЕ-типа существенно зависят от относительной величины длинноволновой точки сгущения спектра $\omega_{\alpha\parallel}$ и характеристических частот $\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}, \omega_{\alpha\gamma}$. При заданной величине и ориентации \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 для распространяющейся вдоль АФМ пластины поляритонной волны с поляризацией $\alpha = s, p$ качественно различные случаи имеют место, если (см. рисунок 8, а-б и Приложение 8):

$$\Omega_{\alpha B} > \omega_{\alpha\gamma} > \omega_{\alpha\parallel} > \Omega_{\alpha 1} > \omega_{\alpha\alpha} \quad (4.1.14),$$

$$\Omega_{\alpha B} > \omega_{\alpha\gamma} > \Omega_{\alpha 1} > \omega_{\alpha\parallel} > \omega_{\alpha\alpha} \quad (4.1.15),$$

$$\Omega_{\alpha B} > \Omega_{\alpha 1} > \omega_{\alpha\gamma} > \omega_{\alpha\parallel} > \omega_{\alpha\alpha} \quad (4.1.16).$$

Причем, если для волны ТЕ-типа последовательное выполнение (4.1.14), (4.1.15), (4.1.16) отвечают возрастанию величины \mathbf{E}_0 ($|\mathbf{H}_0|$ - фиксировано), то для ТМ- волны – убыванию. Рассмотрим особенности распространения объемных магнитных поляритонов (4.1.10)-(4.1.11) с учетом (4.1.14)-(4.1.16), полагая, что для волны ТЕ-типа имеет место $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) > 0$, тогда как в случае волны ТМ-типа

- $(\mathbf{E}_0\mathbf{q}) < 0$. При перемене знака $(\mathbf{E}_0\mathbf{q})$ структура спектров на рисунке 8 отвечает замене $h \rightarrow -h$.

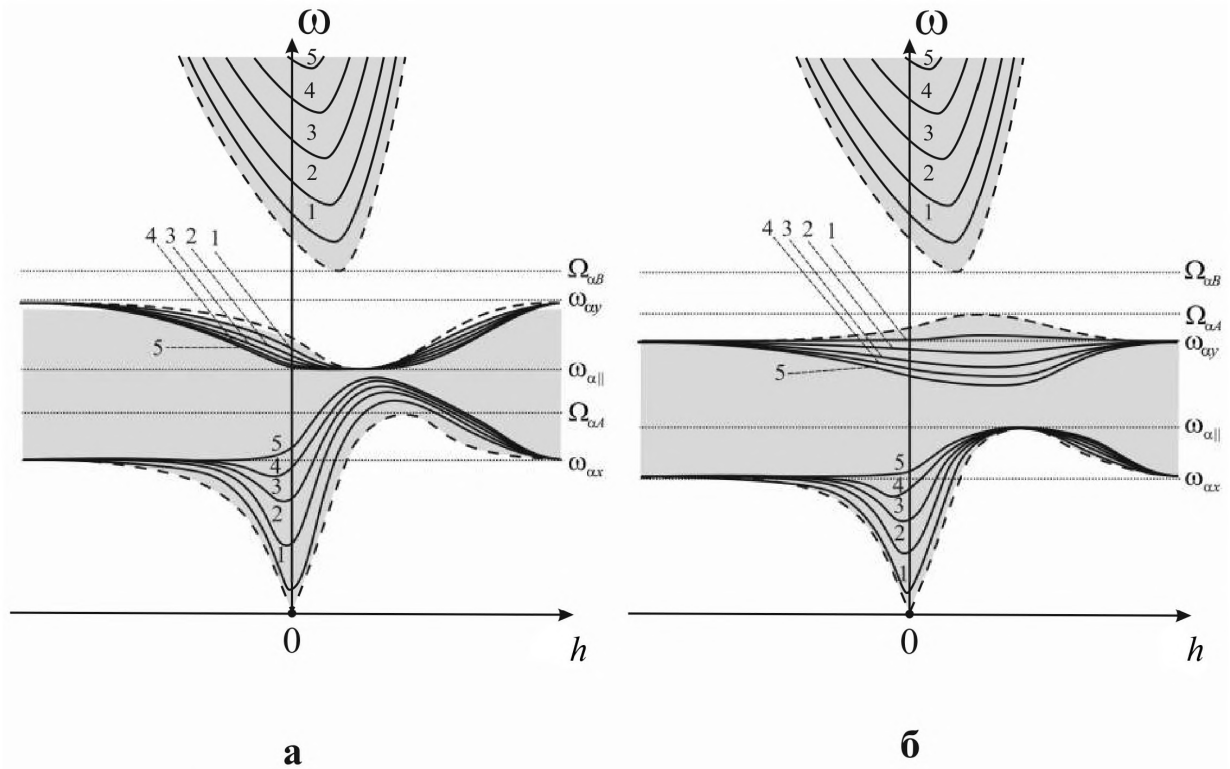


Рисунок 8. Спектры нормальных объемных магнитных поляритонов (сплошные нумерованные линии $\nu = \overline{1,5}$) полуволнового АФМ слоя при $\mathbf{I}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \in XY$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{H}_0 \parallel OZ$. а) – соответствует условию (4.1.14), б) – условию (4.1.15). Тонированные области отвечают объемным волнам, тогда как области, свободные от тонировки, соответствуют эванесцентным волнам. Граница между областями – пунктирная линия определяется из (4.1.10)-(4.1.11) как $\nu = 0, k_{\perp} \leftrightarrow h$.

Из (4.1.3) следует, что в случае идентичных полупространств и при выполнении (4.1.7) амплитуда отраженной плоской ЭМ волны ТМ (ТЕ-) типа будет равна нулю, тогда как прошедшая через АФМ пластину плоская ЭМ волна будет по модулю равна падающей и отличаться только по фазе (с учетом того, падает она на верхнюю или нижнюю грань пластины). Для заданной величины

и ориентации \mathbf{H}_0 , \mathbf{E}_0 и волнового числа h подобный эффект невзаимности связан с :

$$T_{\alpha \pm} = \exp\left(i\left[\tilde{c}_{\alpha} \pm \tilde{k}_{\parallel \alpha}\right]d\right) \quad (4.2.1),$$

т.е., не изменяя угла падения, набегом фазы прошедшей через пластину волны можно управлять с помощью внешнего магнитного и электрического полей ($T_{\alpha+}T_{\alpha-} = \exp(2i\tilde{c}_{\alpha}d)$). Величина и знак набег фазы прошедшей через пластину ТМ- или ТЕ-волны определяется положением в \mathbf{k} –пространстве поверхности волновых векторов (ПВВ) для неограниченного АФМ в той же геометрии. Отметим, что обсуждаемый набег фазы и ее невзаимность относительно инверсии угла падения «сверху–снизу» будет иметь место также и в случае $|\mathbf{H}_0| = 0$, если угол наклона \mathbf{l}_0 (индуцированный наклоном \mathbf{E}_0) в сагиттальной плоскости отличен от 0 и $\pi/2$.

Хорошо известно (см., например, [59]), что при заданных ω и h нормаль к сечению ПВВ сагиттальной плоскостью определяет направление потока энергии, переносимого волной. Таким образом, чтобы проанализировать направление потока энергии переносимого волной ТМ- (ТЕ-) типа вдоль пластины (а значит, и тип волны (прямой или обратный)) в условиях (4.1.7), (4.1.10) - (4.1.11) целесообразно исходить из сечения ПВВ поляритона данной поляризации сагиттальной плоскостью (в данном случае $\mathbf{k} \in XY$).

Для окружающего пластину оптически изотропного немагнитного диэлектрика сечение ПВВ нормальной ТЕ- или ТМ-волны плоскостью падения определяется выражением (1.2.9). В этом случае рефракционные свойства границы раздела АФМ будут зависеть от угла разориентации φ вектора \mathbf{l}_0 (направления \mathbf{E}_0) относительно положительного направления внешней нормали \mathbf{q} в сагиттальной плоскости (XY). Считая, что частота волны ω фиксирована, из (П.1.5) – (П.1.8), (4.1.12)-(4.1.13) следует, что для неограниченного (также как и полуограниченного) ЛО АФМ с центром симметрии и выбранной МОК соот-

ветствующее соотношение для сечения сагиттальной плоскостью ПВВ как для волны ТМ-, так и ТЕ-типа, для частного случая $\mathbf{l} \parallel \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$ имеет вид:

$$\frac{(h - c_\alpha)^2}{a_\alpha^2} + \frac{k_\parallel^2}{b_\alpha^2} = 1 \quad a_s^2 \equiv \frac{\Delta_s k_0^2}{\mu_{xx}}; \quad b_s^2 \equiv \frac{\Delta_s k_0^2}{\mu_{xx}\mu_{yy}}; \quad a_p^2 \equiv \frac{\Delta_p k_0^2}{\varepsilon_{xx}}; \quad b_p^2 \equiv \frac{\Delta_p k_0^2}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}}; \quad (4.2.2),$$

где с учетом (П.1.2-4) и того, что $T \equiv 4\pi\sqrt{R_y T_z}$, $R \equiv 4\pi\sqrt{T_y R_z}$,

$$\varepsilon_{x0} = 1 + 4\pi\alpha_{x0}, \varepsilon_{y0} = 1 + 4\pi\alpha_{y0}, \varepsilon_{z0} = 1 + 4\pi\alpha_{z0}. :$$

$$\begin{aligned} a_s^2 &= \varepsilon_{z0} k_0^2 \frac{(\Omega_{s1}^2 - \omega^2)(\Omega_{s2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{sx}^2 - \omega^2)^2}, & a_p^2 &= \varepsilon_{y0} k_0^2 \frac{(\Omega_{p1}^2 - \omega^2)(\Omega_{p2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{px}^2 - \omega^2)^2}, \\ b_s^2 &= \varepsilon_{z0} k_0^2 \frac{(\Omega_{s1}^2 - \omega^2)(\Omega_{s2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{sy}^2 - \omega^2)(\omega_{sx}^2 - \omega^2)}, & b_p^2 &= \varepsilon_{x0} k_0^2 \frac{(\Omega_{p1}^2 - \omega^2)(\Omega_{p2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{py}^2 - \omega^2)(\omega_{px}^2 - \omega^2)}, \\ c_s &= -k_0 \frac{R\omega_{sx}^2}{\omega_{sx}^2 - \omega^2}, & c_p &= k_0 \frac{T\omega_{px}^2}{\omega_{px}^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (4.2.3),$$

В нашем случае сагиттальная плоскость совпадает с легкой магнитной плоскостью для равновесного вектора антиферромагнетизма, и в рамках рассматриваемой модели при любой ориентации в этой плоскости внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 имеет место $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0$. Таким образом, изменение относительной ориентации векторов \mathbf{l}_0 (\mathbf{E}_0) и \mathbf{q} в сагиттальной плоскости на угол φ ($\cos\varphi \equiv (\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) / |\mathbf{E}_0| |\mathbf{q}|$) в \mathbf{k} -пространстве отвечает повороту относительно начала координат на тот же угол кривой (4.2.2)-(4.2.3). В результате сечение будет описываться полным уравнением кривой второго порядка. Т.е., если $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{E}_0$, а $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) \neq 0$, то внутри рассматриваемой АФМ пластины для заданных с учетом (4.1.10)-(4.1.11), ω и h падающая и отраженная от одной и той же поверхности объемные волны ТМ- (ТЕ-) типа будут иметь разный период пространственных осцилляций вдоль направления внешней нормали \mathbf{q} .

Несложно убедиться, что, в данном случае при $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) \neq 0$ $|\mathbf{H}_0| \neq 0$ для волны с поляризацией α как направление, так и смена потока энергии, переносимого волной ТМ- (ТЕ-) типа вдоль полуволновой АФМ пластины, определяется структурой не ПВВ для полугораниченного АФМ (4.2.2)-(4.2.3), а ПВВ слоя в той же геометрии. Она отличается тем, что в ней для заданных ω и h проекция обратной фазовой скорости на направление \mathbf{q} ($\tilde{k}_{\parallel\alpha}(h, \omega)$) равна полуразности проекций на то же направление обратных фазовых скоростей, отвечающих ПВВ для полугораниченного АФМ в той же геометрии:

$$\frac{[h - k_0 c_\alpha \cos \varphi]^2}{\tilde{a}_\alpha^2} + \frac{k_{\parallel}^2}{\tilde{b}_\alpha^2} = 1, \quad (4.2.4).$$

$$\tilde{b}_s^2 \equiv b_s^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{\parallel}}; \quad \tilde{a}_s^2 \equiv a_s^2 \frac{\mu_{\parallel}}{\mu_{yy}}; \quad \tilde{b}_p^2 \equiv b_p^2 \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{\parallel}}; \quad \tilde{a}_p^2 \equiv a_p^2 \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{yy}};$$

Таким образом, сечение ПВВ волны ТМ- (ТЕ-) типа сагиттальной плоскостью ПВВ для полупространства (4.2.2-3) и для слоя (4.2.4) оказываются различными (см. рисунок 9).

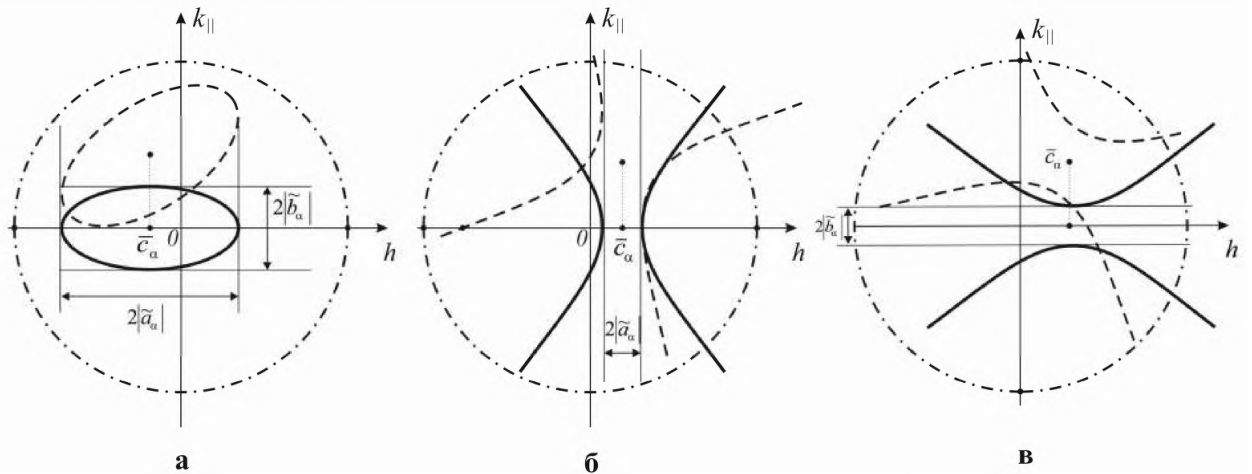


Рисунок 9. Сечения ПВВ для АФМ полупространства (4.2.2-3) (пунктирная линия) и для АФМ слоя (4.2.4) (сплошная линия) в случае $\mathbf{I}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \in XY$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{H}_0 \parallel OZ$ ($\tilde{a}_\alpha^2 a_\alpha^2 > 0$, $\tilde{b}_\alpha^2 b_\alpha^2 > 0$). Сечение ПВВ немагнитного диэлектрика - штрихпунктирная линия. а) $\tilde{b}_\alpha^2 > 0$; $\tilde{a}_\alpha^2 > 0$, б) $\tilde{b}_\alpha^2 < 0$; $\tilde{a}_\alpha^2 > 0$, в) $\tilde{b}_\alpha^2 > 0$; $\tilde{a}_\alpha^2 < 0$.

В частности, для заданных ω и h на этом сечении для волны ТМ- (ТЕ-) типа, распространяющейся в АФМ слое, могут смещаться, исчезать и появляться точки, для которых $(\mathbf{b}\partial\omega/\partial\mathbf{k})=0$. При этом точки на плоскости ω и h , для которых на ПВВ полупространства $(\mathbf{q}\partial\omega/\partial\mathbf{k})=0$ (предельная волна) сохраняются и для ПВВ слоя.

Используя при вычислении коэффициента прохождения принципы излучения Зоммерфельда–Мандельштамма (см. [21,27,43,59]), следует учитывать возможность того, что поток энергии, переносимый такой волной, будет направлен вдоль внутренней нормали к кривой, определяющей сечение ПВВ сагиттальной плоскостью. В частности, в рассматриваемой модели АФМ среды такой эффект в частности возможен, если частота падающей извне волны ТМ- (ТЕ-) типа удовлетворяет условию (см. Приложение 8 и рисунок 8, а):

$$\omega_{\alpha y} < \omega < \Omega_{\alpha A} \quad (4.2.5).$$

Если с учетом принципа излучения Зоммерфельда–Мандельштамма для заданных ω и h проекция вектора групповой скорости на направление распространения \mathbf{b} положительна для ПВВ слоя (4.2.3-4), то соответствующая объемная ЭМ волна, бегущая вдоль пластины (4.1.10)-(4.1.11), является волной прямого типа ($h\partial\omega/\partial h > 0$). Если отрицательна – то такая объемная волна в пластине обратного типа ($h\partial\omega/\partial h < 0$). Подобного однозначного соответствия между типом волны в АФМ пластине (4.1.10)-(4.1.11) и знаком проекции вектора групповой для сечения ПВВ полупространства (4.2.2-3) для заданных ω и h нет. Следует отметить, что во всех рассмотренных случаях строго равна нулю компонента потока энергии, не лежащая в сагиттальной плоскости.

Из (4.1.9) следует, что для ω и h , удовлетворяющих (4.1.7), (4.1.10)-(4.1.11), оказывается неважным объемной или эванесцентной будет волна ТМ (ТЕ) типа в среде, в которой находится пластина. Это означает, что соотношения (4.1.7), (4.1.10)-(4.1.11) могут быть выполнены и в том случае, когда для заданных ω и h внешняя по отношению к пластине среда является оптически менее плотной, чем материал пластины. Пусть значения внешних параметров

задачи ω и h таковы, что на обеих поверхностях АФМ пластины толщиной $2d$ для волны в слое одновременно выполнены условия ПВО. В этом случае, как следует из [106], для волноводного распространения волны ТМ- (ТЕ-) типа в рамках геометрооптического подхода должно быть выполнено соотношение:

$$2(\varphi_{A+}^{\alpha} + \varphi_{A-}^{\alpha}) + 2\tilde{k}_{\parallel\alpha}d = \pm 2\nu\pi, \quad \nu = 1, 2, \dots \quad (4.2.6),$$

где $\varphi_{A\pm}^{\alpha}$ - скачок фазы при отражении для волны, падающей из АФМ (знак «А») в верхнее (знак «+») или нижнее (знак «-») полупространство, \pm в правой части (4.2.6) берется в зависимости от наличия или отсутствия при отражении эффекта отрицательной фазовой скорости. Таким образом, если внутри рассматриваемого АФМ слоя для объемной волны ТМ- (ТЕ-) типа при последовательном отражении от поверхностей пластины набег фазы в условиях ПВО удовлетворяет соотношению

$$\varphi_{A+}^{\alpha} + \varphi_{A-}^{\alpha} = 0, \quad (4.2.7),$$

то объемная волна (4.2.6) будет обладать таким же поляритонным спектром, что и полуволновая пластина той же толщины в условиях безотражательного прохождения (4.1.7), (4.1.10)-(4.1.11). Частным случаем (4.2.7) является $|\varphi_{A+}^{\alpha}| = |\varphi_{A-}^{\alpha}| = 0$. Согласно терминологии, принятой в теории метаповерхностей [18,99], такое условие отвечает границе раздела “магнетик - идеальный электрический проводник” для волны ТМ-типа ($\tilde{Z}_p = 0$) и границе раздела “магнетик - идеальный магнитный проводник” ($\tilde{Z}_s = 0$) в случае волны ТЕ-типа. Таким образом, условие безотражательного прохождения полуволнового слоя волной с поляризацией $\alpha = p, s$ формально определяет также и спектр нормальных поляритонов ТМ- (ТЕ-типа) пластины той же толщины при условии, что на обеих ее поверхностях граничные условия отвечают идеальному металлу (в случае волны ТМ-типа) или идеальному магнетику (в случае волны ТЕ-типа). Отметим, что в данном случае для волны в слое на обеих поверхностях пластины мгновенный поток энергии через границу раздела “магнетик - немагнетик” равен нулю в любой момент времени. В результате, в пренебрежении диссипа-

цией условие безотражательного прохождения волны с поляризацией $\alpha = p, s$ через полуволновой слой можно сформулировать следующим образом: пластина будет прозрачной для падающей извне волны ТМ- (ТЕ-) типа, если частота и угол наклона отвечают поляритонному спектру слоя, на обеих поверхностях которого равен нулю волновой импедансом (для ТМ-волны) или волновой адмиттанс (для волны ТЕ-типа). В таком виде это условие можно рассматривать как ЭМ аналог “правила совпадений”, которое имеет место при прохождении продольной упругой волны через твердую пластину в жидкости [21]. Результаты данного раздела были опубликованы в [8-а].

4.3. Безобменные магнитоэлектрические магноты - особый класс гибридных дипольных волн

В последние годы ведутся интенсивные исследования в области физики ЭМ метаматериалов [108-114]. Одна из наиболее важных особенностей этого класса композитных сред состоит в наличии резонансных аномалий, не характерных для динамики локально резонирующих структурных элементов, составляющих такой композитный материал. Необходимым условием возникновения подобных волновых характеристик является требование, чтобы длина ЭМ волны, распространяющейся в композитном материале существенно превышала как характерные размеры резонансных структурных элементов среды, так и расстояния между ними. В рамках эффективной среды уравнения связи такой композитной структуры, согласно [12], могут быть представлены в виде:

$$\mathbf{B} = \overset{=}{\mu} \mathbf{H} + \overset{=}{A^*} \mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \overset{=}{\varepsilon} \mathbf{E} + \overset{=}{A^T} \mathbf{H}, \quad \overset{=T}{\mu} = \overset{=*}{\mu}, \quad \overset{=T}{\varepsilon} = \overset{=*}{\varepsilon} \quad (4.3.1).$$

Здесь \mathbf{B} и \mathbf{D} – вектора магнитной и электрической индукции, \mathbf{H} и \mathbf{E} - вектора магнитного и электрического поля, верхние индексы “*” и “Т” отвечают соответственно комплексному сопряжению и транспонированию, а часть ненулевых компонент тензорных коэффициентов, входящих в (4.3.1), в зависимости от частоты может иметь резонансные особенности. Вместе с тем, в магнотике – одном из наиболее динамически развивающихся направлений современной

физики магнитных явлений, создание управляемых магнитных метаматериалов также основано на использовании системы локально резонирующих и электромагнитно связанных между собой структурных элементов (спинов) [109,110]. При этом, до сих пор основное внимание традиционно уделяется анализу возможностей, прежде всего - магнитодипольных и обменных спиновых волн. Что же касается электродипольно активных спин-волновых возбуждений (электромагнонов) [36-39], то несмотря все возрастающее число работ, выполненных в этом направлении, как правило, на основе уравнений Максвелла, рассматривается влияние электромагнонов на поляритонный спектр неограниченной среды, обладающей уравнениями связи, подобными (4.3.1) [111]. Вместе с тем, изучение дисперсионных свойств смешанной гибридной ЭМ волны (результата взаимодействия волн ТМ- и ТЕ-типа) в ограниченных магнитоупорядоченных средах представляет несомненный интерес с точки зрения создания управляемых внешним магнитным и электрическим полем электромагнитных метаматериалов. Даже при отсутствии в композитном материале магнитодипольно и (или) электродипольно активных возбуждений в нем принципиально возможно формирование подобной ЭМ волны [112]. В частности, если слоистую среду рассматривать как одномерную модель композитного материала, то в роли механизма, ответственного за формирование смешанных гибридных ЭМ волн, для заданной ориентации сагиттальной плоскости может рассматриваться как межслоевая [112,113], так и внутрислоевая [114] ЭМ связь парциальных колебаний ТМ- и ТЕ-типа. Наличие магнитодипольно - и (или) электродипольно-активных возбуждений делает возможным появление в композитной среде не только быстрых, но и медленных объемных ЭМ волн, дисперсионные свойства которых в кулоновском пределе, совместно с максвелловскими внутри- и (или) межслоевыми (в частности, поверхностными) граничными условиями [115], могут быть описаны системой магнитостатических

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H} = 0 \quad (4.3.2)$$

и электростатических уравнений

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{E} = 0 \quad (4.3.3).$$

Что касается взаимодействия медленных ЭМ волн ТМ- и ТЕ-типа, т.е. существования медленных смешанных гибридных ЭМ волн (в дальнейшем будем называть их гибридными дипольными волнами), то из (4.3.1)-(4.3.3) следует, что их формирование можно ожидать в таких диэлектрических средах, которые уже в кулоновском пределе одновременно характеризуются, во-первых, резонансным откликом на магнитное и (или) электрическое переменное внешнее поле, во-вторых, обладают таким внутри- или межслоевым (включая и поверхностное) взаимодействием, которое обеспечивает связь между волнами магнитостатического (4.3.2) и электростатического (4.3.3) типа. В случае однофазной среды подобная структура уравнений связи с вещественными значениями компонент тензора МЭ взаимодействий \overline{A} характерна, в частности, для тех АФМ, спиновая структура которых допускает существование линейного однородного МЭ эффекта. В результате не только статические, но и динамические свойства таких сред характеризуется целым рядом аномалий [116,117]. Однако, несмотря на все увеличивающееся число работ в этой области [118-120], до сих пор оставался в стороне вопрос о возможности формирования в случае (4.3.1)-(4.3.4) смешанных дипольных волн, дисперсионные свойства которых являются результатом гибридизации магнитостатического и электростатического полей с учетом конечных размеров реального образца (например, слоя с нормалью к поверхности \mathbf{q}). Пусть имеется плоскость с вектором нормали \mathbf{a} ($\mathbf{a} \perp \mathbf{q}$), а тензоры магнитной и диэлектрической проницаемостей в (4.3.1) имеют структуру:

$$\begin{aligned}\overline{\mu} &= \mu_1(\mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \mathbf{q} \otimes \mathbf{q}) + \mu_2(\mathbf{b} \otimes \mathbf{q} - \mathbf{q} \otimes \mathbf{b}) + \mu_3 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}, \\ \overline{\varepsilon} &= \varepsilon_1(\mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \mathbf{q} \otimes \mathbf{q}) + \varepsilon_2(\mathbf{b} \otimes \mathbf{q} - \mathbf{q} \otimes \mathbf{b}) + \varepsilon_3 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}\end{aligned}\quad (4.3.4)$$

где $\mathbf{b} = [\mathbf{a}\mathbf{q}]$, а μ_{1-3} и ε_{1-3} некоторые скалярные величины. В этом случае из (4.3.1) - (4.3.4) следует, что для такой сагиттальной плоскости невозможно формирование и распространение объемных дипольных волн ни магнитостатического, ни электростатического типа. Это связано с независимостью указанных механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия от ориентации волнового вектора в выбранной плоскости падения (возможность связывания

колебаний магнитостатического и электростатического типа за счет граничных условий в данной работе не рассматривается). Однако, если одновременно с (4.3.4) входящий в (4.3.1) тензор МЭ проницаемости $\overline{\overline{A}}$ обладает анизотропией, то даже в однофазной среде можно ожидать магнитоэлектрического механизма формирования нового класса объемных смешанных гибридных дипольных волн, но до сих пор этот вопрос не обсуждался.

В данной работе на примере слоя однофазного магнитоэлектрика впервые показано, что интерференция магнитодипольного и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию нового класса распространяющихся гибридных дипольных волн: безобменных объемных МЭ магнонов и сопутствующих им резонансных аномалий.

Определим, при каких условиях даже в случае (4.3.4) входящий в уравнения связи (4.3.1) тензор МЭ проницаемости $\overline{\overline{A}}$ делает принципиально возможным формирование гибридных дипольных волн. С этой целью, следуя [121], разложим этот аксиальный тензор второго ранга на неприводимые составляющие относительно полной группы трехмерных вращений, т. е. представим его в виде следующей суммы трех тензоров второго ранга:

$$\overline{\overline{A}} \equiv \frac{\text{tr} \overline{\overline{A}}}{3} \overline{\overline{I}} + \overline{\overline{P}} + \overline{\overline{Q}} \quad (4.3.5),$$

где $\overline{\overline{I}}$ - единичный тензор, $\overline{\overline{P}} = \left(\overline{\overline{M}} + \overline{\overline{M}}^T \right) / 2$ - симметрический тензор со следом равным нулю, $\overline{\overline{Q}} = \left(\overline{\overline{M}} - \overline{\overline{M}}^T \right) / 2$ - антисимметрический тензор, $\overline{\overline{M}} \equiv \overline{\overline{A}} - \left(\text{tr} \overline{\overline{A}} / 3 \right) \overline{\overline{I}}$.

Так как нас в данном случае интересует гибридная ЭМ волна в кулоновском пределе, то перейдем в (4.3.1) - (4.3.3) от векторов магнитного и электрического полей к их потенциалам с помощью соотношений $\mathbf{H} = -\nabla \varphi$, $\mathbf{E} = -\nabla \psi$. В этом случае, с учетом (4.3.4) - (4.3.5), можно сделать вывод, что даже в магнитоэлектрике с тензорами магнитной и диэлектрической проницаемостей, по-

добными (4.3.4), вырождение по направлению между связанными между собою электростатическим и магнитостатическим полями может сниматься. Для этого необходимо, чтобы входящий в (4.3.1) тензор МЭ проницаемости $\overline{\overline{A}}$ содержал симметрический тензор со следом равным нулю ($\overline{\overline{P}}$). Если волновой вектор \mathbf{k} , лежащий в заданной сагиттальной плоскости с нормалью вдоль \mathbf{a} , представить как $\mathbf{k} = h\mathbf{b} + \eta \mathbf{q}$ (\mathbf{q} – единичный вектор нормали к поверхности раздела, \mathbf{b} – единичный вектор вдоль линии пересечения сагиттальной плоскости и границы раздела сред [16]), то, указанное выше условие, приводит к следующей структуре тензора $\overline{\overline{P}}$ в (4.3.5):

$$\overline{\overline{P}} = p_1(\mathbf{b} \otimes \mathbf{b} - \mathbf{q} \otimes \mathbf{q}) + p_2(\mathbf{b} \otimes \mathbf{q} + \mathbf{q} \otimes \mathbf{b}) \quad (4.3.6),$$

где $p_{1,2}$ – некоторые скалярные величины.

В качестве более конкретного примера среды, у которой структура тензора МЭ проницаемости $\overline{\overline{A}}$ удовлетворяет критерию (4.3.6), рассмотрим двух-подрешеточную ($\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ – намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель обменноколлинеарного АФМ, магнитная структура которого отвечает $4_z^- 2_d^- I^-$. Соответствующая плотность термодинамического потенциала с учетом МЭ взаимодействия может быть представлена в виде [15]:

$$F = F_m + F_{me} + F_p, \quad (4.3.7)$$

$$F_m = \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{b}{2} (l_x^2 + l_y^2) - \mathbf{mH},$$

$$F_{me} = -[\gamma_1 m_z (l_x P_y + l_y P_x) + \gamma_2 P_z (m_x l_y + m_y l_x) + \gamma_3 l_z (m_x P_y + m_y P_x)],$$

$$F_p = \frac{1}{2} \kappa_{\parallel}^{-1} P_z^2 + \frac{1}{2} \kappa_{\perp}^{-1} (P_x^2 + P_y^2) - \mathbf{PE}. \quad \mathbf{m} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad \mathbf{l} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2,$$

где δ и b – соответственно константы однородного обмена и магнитной анизотропии, \mathbf{E} и \mathbf{H} – электрическое и магнитное поля соответственно, γ_{1-3} – комбинации МЭ констант, \mathbf{P} – вектор электрической поляризации, $\kappa_{\perp}, \kappa_{\parallel}$ – диэлектрические восприимчивости (в дальнейшем полагаем, что $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel}$). Будем полагать, что собственные колебания в электрической подсистеме кристалла

являются быстрыми по сравнению с собственными колебаниями спиновой подсистемы АФМ. В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели МЭ кристалла описываются системой дифференциальных уравнений, включающей в себя, помимо уравнений Максвелла в кулоновском пределе (4.3.1)-(4.3.2), также и уравнения Ландау-Лифшица для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} . Рассмотрим случай легкоосной фазы, когда $b > 0$, а в равновесном состоянии одновременно $|\mathbf{P}_0| = |\mathbf{M}_0| = 0$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$ [15]. Если ограничиться диапазоном частот $\omega^2 \ll \omega_e^2$, ω_e - частота собственных колебаний вектора электрической поляризации \mathbf{P} , то ЭМ свойства рассматриваемой АФМ среды в линейном по амплитуде малых колебаний приближении будут определяться следующими материальными соотношениями:

$$\begin{aligned} B_x &= \mu_{\perp} H_x + \gamma E_y, & B_y &= \mu_{\perp} H_y + \gamma E_x, & B_z &= \mu_{\parallel} H_z, \\ D_x &= \varepsilon_{\perp} E_x + \gamma H_y, & D_y &= \varepsilon_{\perp} E_y + \gamma H_x, & D_z &= \varepsilon_{\parallel} H_z, \end{aligned} \quad (4.3.8).$$

Здесь ненулевые компоненты тензоров магнитной (μ_{\perp}), диэлектрической (ε_{\perp}), МЭ (γ) проницаемостей в явном виде могут быть представлены следующим образом [15]:

$$\left. \begin{aligned} \mu_{\perp} &= \frac{\omega_{\mu}^2 - \omega^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega^2}; & \varepsilon_{\perp} &= \varepsilon_0 \frac{\omega_{\varepsilon}^2 - \omega^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega^2}; & \gamma &= \frac{\gamma_0 \omega_0^2}{\bar{\omega}_0^2 - \omega^2}; & \mu_{zz} &\equiv 1; & \omega_{\varepsilon}^2 &\equiv \omega_0^2 \left(1 - \frac{\zeta_{\perp}}{\varepsilon_0}\right); \\ \bar{\omega}_0^2 &\equiv \omega_0^2 (1 - \zeta_{\perp}); & \omega_{\mu}^2 &\equiv \omega_0^2 (1 - \zeta_{\perp} + 4\pi\chi_{\perp}); & \varepsilon_{\parallel} &= \varepsilon_0 & \gamma_0 &\equiv 4\pi\sqrt{\kappa_{\perp}\zeta_{\perp}\chi_{\perp}}; \end{aligned} \right\} (4.3.9),$$

где $\omega_0^2 = 4\delta b (gM_0)^2$, $\zeta_{\perp} = 4\gamma_3^2 M_0^2 \chi_{\perp} \kappa_{\perp}$, $\chi_{\perp}^{-1} = \delta$, $\varepsilon_0 = 1 + 4\pi\kappa_{\perp}$. В (4.3.9) $\omega_{\mu} > \omega_{\varepsilon}$, если $\gamma_3 < \gamma_c \equiv \sqrt{\varepsilon_0} / (2M_0\kappa_{\perp})$, тогда как для $\gamma_3 > \gamma_c$ имеет место $\omega_{\mu} < \omega_{\varepsilon}$.

Так как целью данной работы является изучение спиновой динамики МЭ АФМ пластины толщиной $2d$ с нормалью к поверхности слоя \mathbf{q} ($\mathbf{q} \parallel [100]$) и сагиттальной плоскостью (XY), то система динамических уравнений (4.3.2)-(4.3.4):

$$\begin{cases} \mu_{\perp} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) + \mu_{\parallel} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + 2\gamma \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} = 0 \\ \varepsilon_{\perp} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \varepsilon_{\parallel} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + 2\gamma \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} = 0 \end{cases} \quad (4.3.10)$$

должна быть дополнена соответствующими электродинамическими граничными условиями. Для наглядности и простоты расчетов для выбранной структуры линейного МЭ взаимодействия будем полагать, что на обеих поверхностях рассматриваемого АФМ слоя $x = \pm d$ с нормалью $\mathbf{q} \parallel [100]$ выполнена следующая система граничных условий [122]:

$$\psi = 0, \quad \mathbf{Bq} = 0, \quad (4.3.11).$$

Расчет показывает, что в этом случае при произвольной ориентации волнового вектора $\mathbf{k}_{\perp} = \{k_y, k_z\}$ в плоскости АФМ слоя с $\mathbf{q} \parallel \text{OX}$ характеристическое уравнение для краевой задачи (4.3.10)-(4.3.11) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} & \left[\mu_{\perp} (\eta^2 + h^2 \sin^2 \vartheta) + \mu_{\parallel} h^2 \cos^2 \vartheta \right] \left[\varepsilon_{\perp} (\eta^2 + h^2 \sin^2 \vartheta) + \varepsilon_{\parallel} h^2 \cos^2 \vartheta \right] - \\ & - \gamma^2 4\eta^2 h^2 \sin^2 \vartheta = 0, \quad \text{tg } \vartheta \equiv k_y / k_z, \quad \mathbf{k} = \{\eta, k_y, k_z\} \end{aligned} \quad (4.3.12).$$

Это означает, что пространственное распределение поля как электростатического, так и магнитостатического потенциала, в рассматриваемом ограниченном АФМ отвечает двухпарциальной волне и в выбранной геометрии распространения имеет вид ($\tau \equiv \mathbf{k}_{\perp} / |\mathbf{k}_{\perp}|$, \mathbf{r}_{\perp} - радиус-вектор плоскости пластины):

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_{i=1}^2 \left(A_i \cos \eta_i x + B_i \sin \eta_i x \right) \exp \left[i \left(h \boldsymbol{\tau}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp} - \omega t \right) \right] \\ \varphi &= \sum_{i=1}^2 \left(-A_i \Delta_i \sin \eta_i x + B_i \Delta_i \cos \eta_i x \right) \cdot \exp \left[i \left(h \boldsymbol{\tau}_{\perp} \cdot \mathbf{r}_{\perp} - \omega t \right) \right] \quad \Delta_i \equiv \frac{\eta_i h}{\eta_i^2 + h^2} \end{aligned} \quad (4.3.13).$$

Таким образом, с учетом МЭ взаимодействия $\gamma_0 \neq 0$, спектр безобменных объемных спиновых колебаний, распространяющихся вдоль рассматриваемого АФМ слоя (4.3.9)-(4.3.11), при любом ϑ определяется соотношениями вида:

$$\left[\omega_{\mu\infty}^2(\vartheta) + (\omega_{\mu}^2 - \omega_{\mu\infty}^2(\vartheta)) \frac{\kappa_v^2}{\kappa_v^2 + h^2} - \omega^2 \right] \cdot \left[\omega_{\varepsilon}^2(\vartheta) + (\omega_{\varepsilon}^2 - \omega_{\varepsilon\infty}^2(\vartheta)) \frac{\kappa_v^2}{\kappa_v^2 + h^2} - \omega^2 \right] - \omega_T^4 \frac{4h^2 \kappa_v^2}{(\kappa_v^2 + h^2)^2} \sin^2 \vartheta = 0, \quad \omega_T^4 \equiv \frac{(\gamma_0 \omega_0^2)^2}{\varepsilon_0}, \quad \kappa_v \equiv \pi v / d, \quad v=1,2,\dots \quad (4.3.14).$$

$$\omega_{\varepsilon\infty}^2(\vartheta) \equiv \omega_{\varepsilon}^2 \sin^2 \vartheta + \bar{\omega}_0^2 \cos^2 \vartheta, \quad \omega_{\mu\infty}^2(\vartheta) \equiv \omega_{\mu}^2 \sin^2 \vartheta + \bar{\omega}_0^2 \cos^2 \vartheta.$$

Для частных случаев характер изменения структуры магнонного спектра (4.3.14) в зависимости от направления распространения волны в плоскости слоя (угла ϑ) представлен на рисунке 10 и в Приложении 9.

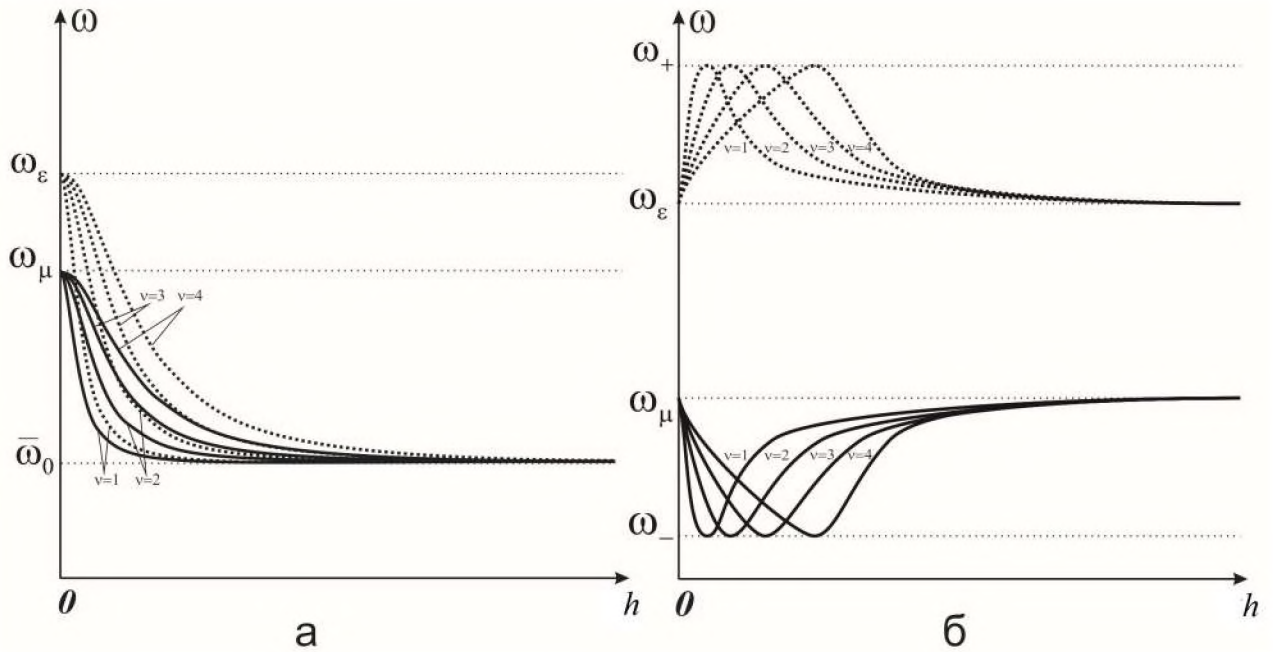


Рисунок 10. Структура спектра объемных МЭ дипольных магнонов (4.3.17), (4.3.18) в зависимости от выбора сагиттальной плоскости (угла ориентации волнового вектора $h \operatorname{tg} \vartheta = k_y / k_z$) для слоя ЛО АФМ ($\mathbf{1} \parallel OZ$) с центром антисимметрии (4.3.7)-(4.3.9), нормалью к поверхности $\mathbf{q} \parallel OX$ и граничными условиями (4.3.11): а) $\vartheta = 0$, б) $\vartheta = \pi/2$, $k_{\perp} \leftrightarrow h$.

Совместный анализ (4.3.7)-(4.3.9) и (4.3.14) показывает, что в пределе $\gamma_0 \rightarrow 0$ (пренебрежение МЭ взаимодействием, что отвечает пластине ЦС

АФМ), формирование распространяющихся объемных ($\eta^2 > 0$) безобменных спиновых волн за счет магнитодипольного механизма косвенного спин-спинового взаимодействия в рассматриваемом АФМ слое возможно практически при любом ϑ , за исключением $\vartheta = \pi/2$ [123].

Вследствие влияния МЭ взаимодействия спектр объемных дипольных магнонов, отвечающий (4.3.14), является двухзонным $\Omega_{\pm\nu}(h)$ ($\Omega_{+\nu}(h) > \Omega_{-\nu}(h)$) и существенно зависит как от величины волнового числа h , так и от направления распространения объемной дипольной волны в плоскости слоя (угла ϑ). При этом он характеризуется двумя длинноволновыми ($\Omega_{\pm\nu}(h \rightarrow 0)$) и двумя коротковолновыми $\Omega_{+\nu}(h \rightarrow \infty)$ точками сгущения. Если в дальнейшем ограничиться анализом частного случая, при котором параметры исследуемой АФМ среды таковы, что $\gamma_3 > \gamma_c$, а значит

$$\omega_\varepsilon > \omega_\mu \quad (4.3.15),$$

то из (4.3.14) получим, что

$$\begin{aligned} \Omega_{+\nu}(h=0) &= \omega_\varepsilon, \quad \Omega_{-\nu}(h=0) = \omega_\mu, \\ \Omega_{+\nu}(h \rightarrow \infty) &= \omega_{\varepsilon\infty}(\vartheta), \quad \Omega_{-\nu}(h \rightarrow \infty) = \omega_{\mu\infty}(\vartheta), \end{aligned} \quad (4.3.16).$$

Начнем анализ дисперсионных соотношений (4.3.14) с рассмотрения следующих двух принципиально различных частных случаев ориентации сагиттальной плоскости:

$$\left[\bar{\omega}_0^2 + (\omega_\mu^2 - \bar{\omega}_0^2) \frac{\kappa_\nu^2}{\kappa_\nu^2 + h^2} - \omega^2 \right] \left[\bar{\omega}_0^2 + (\omega_\varepsilon^2 - \bar{\omega}_0^2) \frac{\kappa_\nu^2}{\kappa_\nu^2 + h^2} - \omega^2 \right] = 0, \quad \vartheta = 0 \quad (\mathbf{k} \in XZ) \quad (4.3.17),$$

$$\left[\omega_\varepsilon^2 - \omega^2 \right] \cdot \left[\omega_\mu^2 - \omega^2 \right] - \omega_T^4 \frac{4\kappa_\nu^2 h^2}{(\kappa_\nu^2 + h^2)^2} \cong 0, \quad \vartheta = \pi/2 \quad (\mathbf{k} \in XY) \quad (4.3.18).$$

Анализ соотношений (4.3.17) показывает, что вследствие влияния МЭ взаимодействия спектр распространяющихся вдоль рассматриваемого АФМ слоя безобменных объемных спиновых волн даже в случае $\mathbf{k} \in XZ$ не только является двухзонным $\Omega_{\pm\nu}(h)$ ($\Omega_{+\nu}(h) > \Omega_{-\nu}(h)$), но и факторизуется, причем зоны частично совмещены друг с другом (см. рисунок 10,а). Их спектр соответ-

ственно определяется равенством нулю первой (для $\Omega_{-v}(h)$) или второй (для $\Omega_{+v}(h)$) скобки в (4.3.17). В результате, в этой геометрии имеет место независимое распространение двух типов объемных дипольных волн, один из которых ($\omega = \Omega_{+v}(h)$) с учетом (4.3.13)-(4.3.15), (4.3.17) удовлетворяет уравнениям магнитостатики (4.3.2) и соответствующим граничным условиям для магнитостатического потенциала φ в (4.3.11).

Что касается $\omega = \Omega_{-v}(h)$, то вследствие (4.3.13)-(4.3.15), (4.3.17) эти объемные дипольные волны удовлетворяют уравнениям электростатики (4.3.4), тогда как соответствующий им электростатический потенциал ψ обращается в ноль на обеих поверхностях слоя (4.3.11). Таким образом, в рассматриваемой геометрии (при $\mathbf{k} \in XZ$) вдоль МЭ слоя имеет место независимое распространение объемных дипольных волн ТМ- (при $\omega = \Omega_{+v}(h)$) и ТЕ- (при $\omega = \Omega_{-v}(h)$) типа. Из (4.3.17) следует, что при любом $h \neq 0$ формирующиеся в случае $\mathbf{k} \in XZ$ объемные дипольные волны $\Omega_{\pm v}(h)$ являются волнами обратного типа ($h \partial \Omega_{\pm v}(h) / \partial h < 0$). Вследствие принятого условия $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel}$, спектры $\Omega_{\pm v}(h)$ имеют общую коротковолновую (формально при $h \rightarrow \infty$) точку сгущения ($\omega_{\infty}(\mathcal{G} = 0) = \omega_{\mu\infty}(\mathcal{G} = 0) = \bar{\omega}_0$), тогда как длинноволновая (формально при $h \rightarrow 0$) точка сгущения спектра (4.3.17) у них разная: $\omega = \omega_{\varepsilon}$ для $\Omega_{+v}(0)$ и $\omega = \omega_{\mu}$ для $\Omega_{-v}(0)$. Моды спектра объемных дипольных волн (4.3.17) с разными номерами ν и ρ , но принадлежащие одной зоне при любом $h \neq 0$ не пересекаются между собой. Однако из (4.3.17) следует, что при $\bar{\omega}_0 < \omega < \omega_{\mu}$ и $h \neq 0$ в принципе возможно формирование точек вырождения между модами ТМ- и ТЕ-типа спектра объемных дипольных волн (4.3.17). Соответствующие $h \neq 0$ с учетом (4.3.17) определяются из условия:

$$\Omega_{+v}(h) = \Omega_{-\rho}(h), \quad \rho \neq \nu \quad \rho = 1, 2, \dots, \nu = 1, 2, \dots \quad (4.3.19).$$

В пределе $\gamma_0 \rightarrow 0$ (4.3.17) совпадает со спектром безобменных объемных ($\eta^2 > 0$) магнитостатических спиновых волн, распространяющихся при $\mathbf{k} \in XZ$ вдоль слоя скомпенсированного centrosymmetric ЛО АФМ (4.3.7) [123].

Качественно иной характер носит динамика объемных дипольных волн при $\vartheta = \pi/2$ ($\mathbf{k} \in XY$). В этом случае соотношения (4.3.12), (4.3.13), (4.3.18) характеризуют спектр ранее неизвестного типа распространяющихся объемных дипольных волн (см. рисунок 10,б). Он представляет собой результат взаимодействия дипольных волн ТМ- и ТЕ-типа и его формирование в АФМ слое обусловлено наличием линейного МЭ взаимодействия, удовлетворяющего критерию (4.3.6). Сравнивая с (4.3.17), определяемый (4.3.18) новый тип объемных гибридных дипольных волн можно назвать безобменными МЭ магнонами поскольку, как следует из (4.3.18), он обладает дисперсией, только если $\gamma_0 \neq 0$ (т.е. только при учете МЭ механизма косвенного спин-спинового взаимодействия в рассматриваемом ограниченном АФМ (4.3.7)-(4.3.11)). Анализ (4.3.18) показывает, что также как и в случае (4.3.17), соответствующий спектр данного типа гибридных дипольных волн является двухзонным. Введем с помощью соотношения

$$\left[\omega_+^2 - \omega^2\right] \cdot \left[\omega_-^2 - \omega^2\right] \equiv \left[\omega_\varepsilon^2 - \omega^2\right] \cdot \left[\omega_\mu^2 - \omega^2\right] - \omega_T^4 = 0 \quad (4.3.20)$$

характерные частоты ω_\pm , при любом номере моды $\nu = 1, 2, \dots$ отвечающие экстремумам дисперсионных кривых $\Omega_{\pm\nu}(h)$, описываемых (4.3.18). В результате, частотные интервалы, в которых располагаются на плоскости внешних параметров “ $\omega-h$ ” дисперсионные кривые $\Omega_{\pm\nu}(h)$ ($\Omega_{+\nu}(h) > \Omega_{-\nu}(h)$) двухзонного спектра объемных гибридных дипольных волн (4.3.18), с учетом (4.3.15), определяются условиями:

$$\omega_+ > \Omega_{+\nu}(h) > \omega_\varepsilon, \quad \omega_\mu > \Omega_{-\nu}(h) > \omega_- \quad \nu = 1, 2, \dots \quad (4.3.21).$$

При этом, в отличие от рассмотренного выше для $\mathbf{k} \in XZ$ спектра объемных дипольных волн ТМ- и ТЕ-типа (4.3.17), зоны в спектре объемных МЭ

дипольных спиновых волн (4.3.18) не совпадают друг с другом даже частично. В частном случае $|\omega_\varepsilon^2 - \omega_\mu^2| \gg \omega_T^2$ из (4.3.18) получаем ($\nu = 1, 2, \dots$):

$$\Omega_{+\nu}^2(k_\perp) \cong \omega_\varepsilon^2 + \frac{\omega_T^4}{|\omega_\varepsilon^2 - \omega_\mu^2|} \frac{4\kappa_\nu^2 h^2}{(\kappa_\nu^2 + h^2)^2}; \quad \Omega_{-\nu}^2(h) \cong \omega_\mu^2 - \frac{\omega_T^4}{|\omega_\varepsilon^2 - \omega_\mu^2|} \frac{4\kappa_\nu^2 h^2}{(\kappa_\nu^2 + h^2)^2}. \quad (4.3.22)$$

Анализ показывает, что и в случае МЭ объемных магнонов определяемые (4.3.18)-(4.3.22) дисперсионные кривые $\Omega_{+\nu}(h), \Omega_{-\nu}(h)$ обладают как и длинноволновой, так и коротковолновой точками сгущения спектра. Однако теперь, в отличие от спектра (4.3.17), для данной зоны длинноволновая и коротковолновая точки сгущения спектра вырождены по частоте (с учетом (4.3.15) $\omega = \omega_\varepsilon = \omega_\infty$ для $\Omega_{+\nu}(h)$ и $\omega = \omega_\mu = \omega_{\mu\infty}$ для $\Omega_{-\nu}(h)$). При этом для любого заданного номера моды ν спектр объемной дипольной МЭ волны, определяемой (4.3.15), (4.3.18), (4.3.21), (4.3.22) как $\Omega_{-\nu}(h)$, при $h = k_{\nu-}$ имеет минимум ($\Omega_{-\nu}(k_{\nu-}) = \omega_-$). Что же касается спектра объемной дипольной МЭ волны, определяемой (4.3.15), (4.3.18), (4.3.21), (4.3.22) как $\Omega_{+\nu}(h)$, то она для любого заданного номера моды ν при $h = k_{\nu+}$ обладает максимумом ($\Omega_{+\nu}(k_{\nu+}) = \omega_+$). Участки дисперсионной кривой (4.3.18), (4.3.22), ограниченные этими точками экстремума и точками сгущения спектра, в зависимости от зоны и величины h будут отвечать либо волне прямого ($h \partial \omega / \partial h > 0$), либо обратного ($h \partial \omega / \partial h < 0$) типа. В частности, для $\omega = \Omega_{+\nu}(h)$ волны прямого типа отвечают $h < k_{\nu+}$, тогда как для $\omega = \Omega_{-\nu}(h)$ при $h < k_{\nu-}$ соответствующие дисперсионные кривые отвечают волнам обратного типа. Кроме того, для любой пары мод с заданными номерами ν и ρ и принадлежащих одной зоне спектра (4.3.18), (4.3.22), всегда при $h \neq 0$ существует точка вырождения спектра

$$\Omega_{+\nu}(h) = \Omega_{+\rho}(h), \quad \Omega_{-\nu}(h) = \Omega_{-\rho}(h) \quad \rho = 1, 2, \dots, \nu = 1, 2, \dots \quad (4.3.23),$$

причем одна из пересекающихся в (4.3.23) мод обязательно отвечает волне прямого типа, а вторая – волне обратного типа. Отметим, что в рамках рассматриваемого безобменного предела число как точек экстремума, так и точек

вырождения в спектре обсуждаемых спин-волновых возбуждений (4.3.18), (4.3.22) образует бесконечное счетное множество. Следует также подчеркнуть, что для спектра МЭ гибридных волн, отвечающих (4.3.18), (4.3.22), формирование точек вырождения спектра аналогичным тем, что были в случае (4.3.17), (4.3.19), невозможно.

Изучим теперь взаимную трансформацию спектра объемных дипольных волн, отвечающих (4.3.17) и (4.3.18), в зависимости от ориентации сагиттальной плоскости в МЭ слое (4.3.8)-(4.3.16). Так как $tg\vartheta \equiv k_y/k_z$ и $\pi/2 > \vartheta > 0$, то расчет показывает, что для $\omega_\varepsilon^2 - \omega_\mu^2 \gg \omega_T^2$ спектр объемных дипольных магнов (4.3.14), распространяющихся в рассматриваемом МЭ слое, приближенно может быть представлен в виде ($\nu = 1, 2, \dots$):

$$\begin{aligned} \Omega_{+\nu}^2(k_\perp, \vartheta) &\cong \bar{\omega}_0^2 + \left[\omega_\varepsilon^2 - \bar{\omega}_0^2 + \frac{\omega_T^4}{(\omega_\varepsilon^2 - \omega_\mu^2)} \frac{4\kappa_\nu^2 h^2 \sin^2 \vartheta}{(\kappa_\nu^2 + h^2 \sin^2 \vartheta)^2} \right] \left[1 - \frac{h^2}{\kappa_\nu^2 + h^2} \cos^2 \vartheta \right]; \\ \Omega_{-\nu}^2(k_\perp, \vartheta) &\cong \bar{\omega}_0^2 + \left[\omega_\mu^2 - \bar{\omega}_0^2 - \frac{\omega_T^4}{(\omega_\varepsilon^2 - \omega_\mu^2)} \frac{4\kappa_\nu^2 h^2 \sin^2 \vartheta}{(\kappa_\nu^2 + h^2 \sin^2 \vartheta)^2} \right] \left[1 - \frac{h^2}{\kappa_\nu^2 + h^2} \cos^2 \vartheta \right] \end{aligned} \quad (4.3.24).$$

Таким образом, при $\vartheta \neq 0$ спектр объемных дипольных волн (4.3.14) уже не факторизуется, однако, также как и при $\mathbf{k} \in XZ$ ($\vartheta = 0$), возможно частичное перекрытие зон объемных дипольных волн теперь уже квази-ТМ ($\Omega_{+\nu}(h)$) и квази-ТЕ ($\Omega_{-\nu}(h)$) типа. Этот эффект сохраняется в интервале углов $0 < \vartheta < \vartheta_*$, где

$$tg^2 \vartheta_* \equiv \frac{\omega_\mu^2 - \bar{\omega}_0^2}{\omega_\varepsilon^2 - \omega_\mu^2} \quad (4.3.25).$$

По мере роста ϑ ($0 < \vartheta < \vartheta_*$) область перекрытия зон спектра (4.3.14), (4.3.22) $\Omega_{\pm\nu}(h)$ ($\Omega_{+\nu}(h) > \Omega_{-\nu}(h)$) сужается (см. Приложение 9). При этом в области перекрытия возможность формирования точек вырождения, подобных (4.3.19), между модами, принадлежащими спектру объемных дипольных волн квази-ТМ ($\Omega_{\pm\nu}(h)$) и квази-ТЕ ($\Omega_{-\nu}(h)$) типа, сохраняется. С учетом (4.3.15)

из (4.3.14), (4.3.24) следует, что поскольку $\bar{\omega}_0 < \omega_{\infty}(0 < \vartheta < \pi/2) < \omega_{\varepsilon}$, а $\bar{\omega}_0 < \omega_{\mu\infty}(0 < \vartheta < \pi/2) < \omega_{\mu}$, то в случае $\vartheta > \vartheta_*$ становится возможным $\omega_{\infty}(\vartheta) > \omega_{\mu}$. Это отвечает появлению при $\vartheta > \vartheta_*$ расщепления частотного диапазона существования объемных дипольных волн $\Omega_{\pm\nu}(h)$ ($\Omega_{+\nu}(h) > \Omega_{-\nu}(h)$) на высоко- (с $\omega = \Omega_{+\nu}(h) > \omega_{\infty}(\vartheta)$) и низкочастотную (с $\omega = \Omega_{-\nu}(h) < \omega_{\mu}$) области. В каждой из областей дисперсионные кривые $\Omega_{\pm\nu}(h)$ по-прежнему отвечают соответственно квази – ТМ- и квази – ТЕ-волнам обратного типа (см. Приложение 9). Для $\omega_{\mu} < \omega < \omega_{\infty}(\vartheta_* < \vartheta < \pi/2)$ формирование объемных дипольных волн, распространяющихся вдоль МЭ слоя, а значит, при $\vartheta > \vartheta_*$ выполнение соотношений (4.3.19) становится невозможным независимо от величины поперечного волнового числа h . Так как $\omega_{\infty}(\vartheta) < \Omega_{+\nu}(h) < \omega_{\varepsilon}$ и $\omega_{\mu\infty}(\vartheta) < \Omega_{-\nu}(h) < \omega_{\mu}$, то по мере роста ϑ вследствие увеличения энергии активации коротковолновой точки сгущения спектра идет постепенное сужение частотного интервала, в котором существуют эти объемные дипольные волны. В итоге, с увеличением угла ориентации волнового вектора в плоскости магнитной пластины ϑ при $\pi/2 > \vartheta > \vartheta_*$ в каждой из зон $\Omega_{+\nu}(h), \Omega_{-\nu}(h)$ формируется свое критическое значение ϑ , начиная с которого спектр объемных дипольных магнонов, определяемый (4.3.14), (4.3.24), начинает существенно трансформироваться по сравнению со случаем (4.3.17) (см. Приложение 9). Физической причиной такой трансформации является преобладание МЭ механизма формирования спектра объемных гибридных дипольных волн над магнито- и электростатическим механизмом. Обозначим такие критические значения ϑ как $\vartheta = \vartheta_+$ для $\omega = \Omega_{+\nu}(h)$ и $\vartheta = \vartheta_-$ для $\omega = \Omega_{-\nu}(h)$. Из (4.3.14), (4.3.24) следует, что

$$\operatorname{tg}^2 \vartheta_+ \equiv \frac{(\omega_{\varepsilon}^2 - \omega_{\mu}^2)(\omega_{\varepsilon}^2 - \bar{\omega}_0^2)}{4\omega_T^4}, \quad \cos^2 \vartheta_- \equiv \frac{4\omega_T^4}{(\omega_{\varepsilon}^2 - \omega_{\mu}^2)(\omega_{\mu}^2 - \bar{\omega}_0^2)} \quad (4.3.26),$$

причем вследствие (4.3.15), (4.3.25) – (4.3.26) имеет место соотношение $\mathcal{G}_* < \mathcal{G}_- < \mathcal{G}_+$. Качественная перестройка спектра объемных гибридных дипольных волн (4.3.14) индуцированная МЭ взаимодействием, происходит при $\pi/2 > \mathcal{G} > \mathcal{G}_-$ для $\omega = \Omega_{-v}(h)$ и при $\pi/2 > \mathcal{G} > \mathcal{G}_+$ для $\omega = \Omega_{+v}(h)$ (см. Приложение 9). В этом случае происходит изменение частотного интервала, в котором возможно формирование двухзонного спектра объемных гибридных дипольных волн (4.3.14):

$$\begin{aligned} \omega_{\infty}(\mathcal{G}) < \Omega_{+v}(h) < \omega_+(\mathcal{G}), & \quad (\pi/2 > \mathcal{G} > \mathcal{G}_+), & \quad \omega_+(\mathcal{G} = \pi/2) = \omega_+ \\ \omega_-(\mathcal{G}) < \Omega_{-v}(h) < \omega_{\mu}, & \quad (\pi/2 > \mathcal{G} > \mathcal{G}_-) & \quad \omega_-(\mathcal{G} = \pi/2) = \omega_- \end{aligned} \quad (4.3.27),$$

где $\omega_{\pm}(\mathcal{G})$ - характеристические частоты, независимо от номера моды v определяющие для заданной ориентации направления распространения волны (угла \mathcal{G}) значения экстремумов дисперсионных кривых, принадлежащих двухзонному спектру $\Omega_{\pm v}(h)$ из (4.3.14), (4.3.24). Независимо от номера моды $v = 1, 2, \dots$, на линии $\omega = \omega_-(\mathcal{G}) < \omega_{\mu\infty}$ расположены точки минимума для $\omega = \Omega_{-v}(h)$ при $\pi/2 > \mathcal{G} > \mathcal{G}_-$, тогда как на линии $\omega = \omega_+(\mathcal{G}) > \omega_{\varepsilon}$ лежат точки максимумов для $\omega = \Omega_{+v}(h)$ в случае $\pi/2 > \mathcal{G} > \mathcal{G}_+$. В результате на плоскости внешних параметров “ $\omega - k_{\perp}$ ” появляются дополнительные полосы частот ($\omega_{\varepsilon} < \omega < \omega_+(\mathcal{G})$ для $\pi/2 > \mathcal{G} > \mathcal{G}_+$ и $\omega_-(\mathcal{G}) < \omega < \omega_{\mu\infty}$ для $\pi/2 > \mathcal{G} > \mathcal{G}_-$), в каждой из которых становится возможным распространение с одной и той же частотой объемной дипольной волны как прямого, так и обратного типа. В целом, в этих частотных интервалах структура спектра (4.3.14), (4.3.24) приобретает особенности, характерные для спектра объемных МЭ магнонов (4.3.18) (см. Приложение 9). В частности, помимо уже перечисленных особенностей дисперсионных свойств, в этих “дополнительных” диапазонах частот для любых номеров мод спектра гибридных дипольных волн, принадлежащих одной и той же зоне, при ненулевых значениях волнового числа, аналогично (4.3.23), появляются точки вырождения спектра ($h = k_{vp}^{\pm} \neq 0$ ($\Omega_{\pm v}(k_{vp}^{\pm}) = \Omega_{\pm \rho}(k_{v\rho}^{\pm})$)).

Ранее условия формирования в магнитном слое подобных точек, необходимых для возникновения неоднородного спин-спинового резонанса, обсуждались для дипольно-обменных [124], эластостатических или эласто-обменных магнов [125]. Для $\omega = \Omega_{+\nu}(h)$ в случае $\pi/2 > \vartheta > \vartheta_+$ эти “дополнительные” частотные интервалы зоны примыкают сверху (при $\omega_+ > \omega_+(\vartheta) > \omega > \omega_\varepsilon$) к высокочастотной зоне спектра “квази электродипольных волн” $\omega_{\varepsilon\infty}(\vartheta) < \omega < \omega_\varepsilon$, а для $\omega = \Omega_{-\nu}(h)$ при $\pi/2 > \vartheta > \vartheta_-$ - снизу (при $\omega_- < \omega_-(\vartheta) < \omega < \omega_{\mu\infty}(\vartheta)$) к низкочастотной зоне спектра “квази магнитодипольных” волн $\omega_{\mu\infty}(\vartheta > \vartheta_*) < \omega < \omega_\mu$. При этом для заданного номера моды $\nu = 1, 2, \dots$ кривые, принадлежащие одной и той же зоне спектра гибридных дипольных волн (4.3.14), (4.3.24) ($\omega = \Omega_{+\nu}(h)$ или $\omega = \Omega_{-\nu}(h)$) плавно переходят друг в друга (см. Приложение 9). Таким образом, подобные (4.3.18) МЭ магноны формируются не только при отдельной геометрии распространения волны ($\vartheta = \pi/2$), а в некотором секторе углов ϑ . Результаты данного раздела были опубликованы в [10-а].

Выводы к главе IV

Таким образом, если прозрачная пластина ЦС АФМ в “spin-flop” фазе (нормаль к поверхности пластины - \mathbf{q}) находится в скрещенных взаимно ортогональных магнитном \mathbf{H}_0 и электрическом \mathbf{E}_0 полях (\mathbf{E}_0 лежит в сагиттальной плоскости), то в геометрия Фогта для падающей на нее извне объемной ЭМ волны ТМ- (ТЕ-) типа реализуются следующие эффекты:

1) для заданного значения частоты волны ω условие полуволнового прохождения невязимо относительно инверсии знака угла падения ($h \leftrightarrow -h$), а для заданных ω и h модуль фазы коэффициента прохождения W_α не взаимен относительно инверсии знака $\mathbf{E}_0\mathbf{q}$;

2) кинематические свойства прохождения полуволнового слоя объемной волной ТМ- (ТЕ-) типа однозначно связаны не с локальной геометрией сечения сагиттальной плоскостью ПВВ полупространства, а с локальной геометрией сечения сагиттальной плоскостью ПВВ слоя. Для заданных ω и h сечение ПВВ слоя определяется как полуразность соответствующих значений (kq) на сечении ПВВ полупространства;

3) для заданной частоты волны ω поперечное волновое число h , соответствующее центру ПВВ слоя, обладает тем свойством, что для него проекция потока энергии на направление распространения волны равна нулю. При этом значения h точки на ПВВ полупространства обладают следующим свойством: проекция потока энергии на направление распространения волны вдоль пластины является нечетной функцией знака нормали к границе раздела сред q ;

4) условие полуволнового прохождения эквивалентно дисперсионному соотношению для объемных поляритонов рассматриваемой АФМ пластины, обладающей нулевыми значениями поверхностного волнового импеданса (для волн ТМ-типа) или нулевыми значениями поверхностного волнового адмиттанса (для волн ТЕ-типа). Это условие - ЭМ аналог правила совпадений для упругой волны, падающей извне на твердую пластину в жидкости;

5) условие полуволнового прохождения пластины объемной волной ТМ- (ТЕ-) типа идентично спектру особого типа объемных вытекающих поляритонов: для этих пар значений ω и h на одну из поверхностей пластины в симметричном окружении падает объемная волна ТМ- (ТЕ-) типа, но нет отраженной, а с другой поверхности пластины объемная волна этой же поляризации уносит энергию в нижнее полупространство. Поскольку при этом волна в пластине не затухает, а число независимых амплитуд равно числу граничных условий, то можно утверждать, что условие полуволнового прохождения пластины отвечает спектру типа волноводных поляритонов слоя для отмеченного специфического типа граничных условий.

6) существуют частотные интервалы, в которых для объемной волны ТМ- (ТЕ-) типа с заданными ω и h направление потока энергии, переносимого

вдоль пластины, изменяется на противоположное при инверсии знака \mathbf{H}_0 ортогонального сагиттальной плоскости или знака $\mathbf{E}_0\mathbf{q}$.

7) для падающей извне на АФМ пластину объемной волны ТМ- или ТЕ-типа становится возможным возникновение условий для резонанса Фано: полного отражения от пластины падающей волны поляризации ТМ- (ТЕ-) типа при одновременном резонансном возбуждении в АФМ пластине бегущей объемной волны ТЕ- (ТМ-) типа соответственно. Необходимой предпосылкой является наличие слабого возмущения, нарушающего условие независимого распространения в рассматриваемой АФМ среде нормальных магнитных поляритонов s- и p- поляризации,

8) Интерференция магнитодипольного и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию нового класса распространяющихся гибридных дипольных волн: безобменных объемных МЭ магнонов. В рассматриваемой модели АФМ магнитоэлектрика спектр таких магнонов имеет двухзонный характер, обладает как длинно-, так и коротковолновыми точками сгущения спектра, а число мод образует бесконечное счетное множество. При заданном номере моды соответствующая дисперсионная кривая, в зависимости от величины продольного волнового числа, может отвечать волне прямого или обратного типа, а в точке смены типа волны поток энергии, переносимый вдоль МЭ слоя данной модой спектра безобменных магнонов, равен нулю. В общем случае любые две моды спектра безобменных МЭ магнонов могут резонансно взаимодействовать друг с другом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для достижения целей, поставленных в диссертационной работе, был выполнен цикл теоретических исследований, связанных с изучением аномалий спин-волновой электродинамики границы раздела изотропной немагнитной и однофазной АФМ сред, индуцированных одновременным наличием в магнитной среде гиротропного, псевдокирального и МЭ взаимодействий. В качестве конкретных примеров такой БА среды, допускающей независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа, рассмотрены двухподрешеточные модели centrosymmetric АФМ в скрещенных постоянных внешних магнитном и электрическом полях и мультиферроика РМЛ типа, имеющие структурно одинаковые уравнения связи.

Путем аналитического решения граничной задачи для уравнений Максвелла в бездиссипативном приближении показано, что при частичном прохождении плоской ЭМ волны ТМ- или ТЕ-типа через уединенную границу раздела “изотропный немагнитный диэлектрик - БА среда рассматриваемого типа” возможна как отдельно, так и одновременно, реализация эффектов отрицательной фазовой скорости и отрицательной рефракции. При этом, в зависимости от конкретной МОК, эти эффекты могут обладать взаимностью не только относительно инверсии знака угла падения и ориентации внешних магнитного и электрического полей, но и относительно того, верхнее или нижнее полупространство занимает полуограниченный АФМ по отношению к немагнитной среде, из которой падает плоская объемная волна.

Из анализа аналитических выражений для поверхностного волнового импеданса и поверхностной волновой проводимости следует, что внутри области ПВО для границы раздела оптически прозрачных изотропной и БА сред максимальной интенсивностью возбуждения падающей извне плоской объемной волной ТМ- и ТЕ-типа обладает в БА среде та эванесцентная волна, у которой мгновенный поток через границу раздела сред строго равен нулю в

любой момент времени. В этом случае по своим электродинамическим свойствам такая граница раздела двух диэлектриков и для объемной, и для эванесцентной волн становится подобной идеальному электрическому проводнику в случае волн ТМ-типа или идеальному магнитному проводнику в случае волны ТЕ-типа.

Используя известную для многослойных сред методику расчета эффектов незеркальной рефракции первого порядка, сопровождающих отражение квазиплоской волны, аналитически показано, что если отражающей средой является полуограниченный бианизотропный АФМ, то уже на уединенной границе раздела оптически прозрачных сред становится возможным максимальное резонансное усиление пространственного эффекта Гуса–Хенхен. Знаком эффекта можно управлять с помощью постоянного магнитного поля или постоянного электрического поля, а также с помощью ортогональной комбинации этих полей.

Из теоретического анализа условий независимого прохождения плоской волны ТМ- или ТЕ-типа через полуволновой слой БА среды с рассматриваемой структурой уравнений связи следует, что дисперсионные свойства объемной волны ТМ- или ТЕ-типа в слое могут резко отличаться от предсказываемых на основе анализа сечения ПВВ такой волны плоскостью падения в случае, когда среда, формирующая слой, занимает полупространство.

Совместный анализ на основе уравнений электро- и магнитостатики спиновой динамики слоя скомпенсированного однофазного АФМ с центром антисимметрии дал возможность определить условия формирования распространяющихся гибридных безобменных спиновых волн (МЭ магнонов), не являющихся аналогом хорошо известных магнито- или электростатических спиновых волн.

Из результатов работы можно сделать следующие **выводы**:

1) Для электрически поляризованного АФМ с антисимметричным МЭ взаимодействием существуют магнитооптические конфигурации, в которых возможен

частотно-зависимый эффект левой среды (одновременное существование эффектов отрицательной фазовой скорости и отрицательной рефракции). Для centrosymmetric AFM этот же эффект возможен в геометрии Фогта в скрещенных магнитном и электрическом полях.

2) Если в полуволновом слое легкоосного AFM с ЦАС легкая магнитная ось лежит в плоскости падения плоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, то однозначное соответствие между направлением распространения потока энергии вдоль слоя магнитоэлектрика и направлением вектора групповой скорости для AFM полупространства возможно только для отдельных ориентаций указанной магнитной оси.

3) В слое однофазного AFM с антисимметричным МЭ взаимодействием интерференция магнитодипольного и электродипольного механизмов косвенного спин-спинового взаимодействия может приводить к формированию ранее неизвестного класса распространяющихся гибридных дипольных волн – безобменных МЭ магнонов с уникальными (для медленных электромагнитных волн в магнетиках) дисперсионными характеристиками.

4) При падении извне на поверхность полуограниченного бездиссипативного электрически (или магнитно) поляризованного AFM диэлектрика плоской объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа в условиях ПВО возможно **формирование режима особой поверхностной волны**, при котором для заданных значений частоты и угла падения мгновенный поток энергии через границу раздела немагнитной и магнитной сред в любой момент времени равен нулю. В этом случае **одновременно**:

а) достигается максимально возможное усиление амплитуды эванесцентной волны, возбуждаемой в AFM среде;

б) плоская объемная волна ТМ-типа отражается от поверхности оптически прозрачного полуограниченного AFM диэлектрика как от идеального проводника, а плоская волна ТЕ-типа - как от идеального магнетика;

в) для квазиплоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность оптически прозрачного полуограниченного электрически (или

магнитно) поляризованного АФМ диэлектрика, становится возможным резонансное усиление пространственного эффекта Гуса-Хенхен.

В заключение автор выражает искреннюю признательность и благодарность доктору физико-математических наук, профессору Владимиру Григорьевичу Шаврову за общее руководство работой и постоянную всестороннюю помощь. Особую благодарность автор хотел бы выразить всем своим соавторам за плодотворное сотрудничество и в частности к.ф.-м.н.А.С.Савченко. Также автор глубоко признателен всем сотрудникам ДонФТИ за неизменную поддержку и благожелательную критику, и в том числе к.ф.-м.н. В.Ф. Дроботько, д.ф.-м.н. Г.Г. Левченко, д.ф.-м.н. В.В. Румянцеву, д.ф.-м.н. В.В. Чабаненко, д.ф.-м.н. В.М. Юрченко.

ПУБЛИКАЦИИ ПО МАТЕРИАЛАМ ДИССЕРТАЦИИ

- 1-а. Кулагин Д. В. Антиферромагнетик с центром антисимметрии в постоянном внешнем магнитном поле как левая среда / Д. В. Кулагин, Г.Г. Левченко, А. С. Савченко, А.С. Тарасенко, С. В. Тарасенко // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т.92, №8. – С. 563-567.
- 2-а. Котов, В.А. Связь четности магнитной структуры легкоосного антиферромагнетика с характером рефракции электромагнитной волны ТМ- и ТЕ- типа / В.А. Котов, Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров // Известия РАН. Серия физическая. – 2011. – Т. 75, №5. - С. 755-759.
- 3-а. Кулагин Д. В. Спин-волновая электродинамика границы раздела магнитоэлектрический мультиферроик - немагнитный диэлектрик / Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // ЖЭТФ. – 2012. – Т.141, №3. – С.40-563.
- 4-а. Кулагин Д. В. Особая поверхностная волна, как условие максимального усиления интенсивности эванесцентной электромагнитной волны в прозрачной среде / Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, А.С. Тарасенко,

- С. В. Тарасенко, В.Г. Шавров // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 95, №5. - С. 253-257.
- 5-а. Савченко А. С. Таммовские особые поверхностные волны / А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Доклады академии наук. – 2012. – Т. 446, № 4. - С. 398–400.
- 6-а. Кулагин Д. В. Свойства эванесцентных волн в поляризованных средах в постоянном внешнем электрическом поле. I. Скомпенсированный антиферромагнетик / Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Оптика и спектроскопия. – 2013. - Т. 114, № 1. - С. 115-123.
- 7-а. Кулагин Д. В. Свойства эванесцентных волн в поляризованных средах в постоянном внешнем электрическом поле. II. Нескомпенсированный антиферромагнетик / Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Оптика и спектроскопия. – 2013. - Т. 114, № 3. - С. 139-146.
- 8-а. Левченко, Г.Г. Особенности резонансного прохождения волны ТМ (ТЕ) типа через пластину антиферромагнетика в скрещенных магнитном и электрическом полях / Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Физика низких температур. – 2014. - Т. 40, № 1. - С. 64–74.
- 9-а. Савченко А. С. Новый механизм усиления эффекта Гуса–Хенхен на границе раздела прозрачных сред / А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Письма в ЖЭТФ. – 2015. - Т. 102, № 6. – С. 380-387.
- 10-а. Савченко А. С. Безобменные магнитоэлектрические магноны — особый класс смешанных гибридных дипольных волн / А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т.103, №8. – С.588-596.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дзялошинский, И.Е. К вопросу о магнитноэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках / И.Е. Дзялошинский – ЖЭТФ. - 1959. - Т. 37, №3. – С. 881-882.
2. Liu, Z. Antiferromagnetic Piezospintronics /Z.Liu, Z.Feng, H.Yan et al. // Adv. Electron. Mater. -2019.-1900176
3. Baltz V. Antiferromagnetic spintronics / V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi et al. // Rev. Mod. Phys. – 2018. – V.90,N.1. – P.015005.
4. Jungwirth T. The multiple directions of antiferromagnetic spintronics // T. Jungwirth, J. Sinova, A. Manchon, X. Marti et al. // Nature Physics. – 2018. - V. 14. – P. 200-203.
5. Electromagnetics of Bi-Anisotropic Materials: Theory and Applications / A.N. Serdyukov, I.V. Semchenko, S.A. Tretyakov, and A. Sihvola. - Gordon and Breach, Amsterdam, 2001. - 345 p.
6. Sihvola A. Metamaterials in electromagnetics / A. Sihvola // Metamaterials. – 2007. – V. 1, N.1.– P. 2–11.
7. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках / К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. - М.: Наука, 1979. – 317 с.
8. Shuvaev, A. Electric Field Control of Terahertz Polarization in a Multiferroic Magnetite with Electromagnons / A. Shuvaev, V. Dziom, A. Pimenova et al. // Phys. Rev. Lett. – 2013. – V. 111. N.22.– P.227201.
9. Желудев И.С. Симметрия и ее приложения / И.С. Желудев. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 304 с.
10. Nemati, A . Tunable and reconfigurable metasurfaces and metadevices./ A . Nemati, Q .Wang, M H Hong et al// Opto - Electronic Advances – 2018.- V.1, N.5. - P.180009.
11. Cui, T. Tunable Metasurfaces Based on Active Materials/ T. Cui, B. Bai, H. –B. Sun// Adv. Funct. Mater. - 2019. - V.29. N.10.- P.1806692.

12. Macêdo R, Engineering terahertz surface magnon-polaritons in hyperbolic anti-ferromagnets/ R.Macêdo and R. E. Camley// Phys. Rev.B. -2019.- V.99, N.1. –P. 014437.
13. Silva V. B. Surface mode enhancement of the Goos-Hänchen shift in direct reflection off antiferromagnets/ V. B. Silva and T. Dumelow// Phys. Rev. B .-2018.- V.97, N.23.- P. 235158
14. Macêdo, R. Tunable Focusing in Natural Hyperbolic Magnetic Media/ R. Macêdo, T. Dumelow, R. L.Stamps, //ACS Photonics.- 2016. –V.3,N.9.- P.1670-1677.
15. Бучельников В.Д. Новые типы поверхностных волн в антиферромагнетиках с магнитоэлектрическим эффектом / В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров // ЖЭТФ. – 1996. – Т. 109, № 2. - С. 706-716.
16. Фёдоров, Ф. И. Теория гиротропии / Ф.И. Фёдоров. - Минск: Наука и техника, 1976. - 456 с.
17. Альшиц В.И. Электромагнитные волны в одноосных кристаллах с металлизированными границами: конверсия мод, чистые отражения, объемные поляритоны / В.И. Альшиц, В.Н Любимов, А. Радович // ЖЭТФ. – 2007. - Т. 131, № 1. – С. 14-29.
18. Kildal P.-S. Artificially soft and hard surfaces in electromagnetics / P.-S. Kildal // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. - 1990. - V. 38, № 10. – P. 1537-1544.
19. Roy S. Exploiting evanescent-wave amplification for subwavelength low-contrast particle detection/ S. Roy, S. F. Pereira, H. P. Urbach, Xukang Wei, and O. El Gawhary// Phys. Rev. A.-2017.-V. 96, N.1. –P.013814
20. Виноградов А. П. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеенко, А. М. Мерзликин, А. А. Лисянский // УФН. – 2010. – Т.180, № 10. – С. 249–263.
21. Бреховских, Л. М. Волны в слоистых средах / Л. М. Бреховских. – М: Наука, 1973. – 343 с.

22. Tamir T. Guided complex waves. Part 1: Fields at an interface / T. Tamir, A.A. Oliner // Proc. Inst. Electr. Eng. – 1963. – V. 110, № 2. – P. 310-324.
23. Tamir T. Inhomogeneous waves types at planar interfaces: III-Leaky waves / T. Tamir // Optik. – 1973. - V. 38, № 3. – P. 269-297.
24. Tamir T. Lateral Displacement of Optical Beams at Multilayered and Periodic Structures / T. Tamir, H.L. Bertoni // Journal of the Optical Society of America. – 1971. - V. 61, № 10. - P. 1397-1413.
25. Tamir T. Nonspecular phenomena in beam fields reflected by multilayered media / T. Tamir // Journal of the Optical Society of America A. – 1986. - V. 3, № 4. - P. 558-565.
26. Artmann K. Calculation of Side Shift of Totally Reflected Beams / K. Artmann // Ann. Physik. – 1948. – V. 437. – P. 87–102.
27. Новотный Л. Основы нанооптики / Л. Новотный, Б. Хехт, пер. с англ. - М.: Физматлит, 2011. – 484 с.
28. Tretyakov S.A. Magnetoelectric Interactions in Bi-Anisotropic Media. / S.A. Tretyakov, A.H. Sihvola, A.A. Sochava, C.R. Simovski // Journal of Electromagnetic Waves and Applications – 1998.-V.12, N.4. - P. 481-497.
29. Хаус, Х. Волны и поля в оптоэлектронике / Х. Хаус; пер.с англ. под ред. К.Ф. Шипилова. – М.: Мир, 1988. – 430 с.
30. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений / Кринчик Г.С. - 2-е издание, дополненное. - М.: Издательство Московского Университета, 1985. – 336 с.
31. Кулагин Д. В. Поляритонная динамика одномерного магнитного фотонного кристалла в скрещенных магнитном и электрическом полях / Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, С. В. Тарасенко // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2008. – Т. 133, № 5. – С. 1051–1069.
32. Барьяхтар В.Г. Особенности распространения волн в электрически поляризованных средах в магнитном поле / В.Г. Барьяхтар, И.И. Обожин, Б.И. Худик. - Препринт ИТФ АН Украины; 87-121Р. - Киев: ИТФ АН Украины, 1987. - 19с.

33. Gunawan, V. Surface and bulk polaritons in a PML-type magnetoelectric multiferroic with canted spins: TE and TM polarization. / V.Gunawan, V.Stamps, R. L. // *Journal of Physics: Condensed Matter* -2011. – V.23, N.10.- P.105901.
34. Kulagin D. V. Polariton Spectrum of a Bounded Antiferromagnet with a Center of Antisymmetry in an External Electric Field Oriented Normally to the Surface / D. V. Kulagin, A. S. Savchenko, S. V. Tarasenko // *Crystallography Reports* – 2009. – V. 54, N 7. – С. 1179–1190.
35. Мамалуй Д.А. Поверхностные поляритоны в диэлектрике на границе с металлом в скрещенных электрическом и магнитном полях / Д.А. Мамалуй, И.Е. Чупис // *ЖЭТФ*. – 2000. - Т. 117, № 1. – С. 175-181.
36. Яблонский Д.А. Антиферроэлектрический резонанс в нецентросимметричных в многоподрешечных магнетиках/ Д.А. Яблонский, В.Н. Криворучко // *ЖЭТФ* -1988.- Т.94, №9. – С. 268 -276.
37. Яблонский Д.А. Антиферроэлектрический резонанс многоподрешеточных магнетиков / Д. А. Яблонский, В. Н. Криворучко. - Препр. АН УССР, Донец. физ.-техн. ин-т; ДонФТИ--88-1(138) Донецк : ДонФТИ, 1988. - 7 с.
38. Pimenov A. Possible evidence for electromagnons in multiferroic manganites / A. Pimenov, A.A. Mukhin, V.Yu. Ivanov et al. // *Nature Physics*. – 2006. – V.2. - P. 97-100.
39. Chun S.H. Electromagnon with Sensitive Terahertz Magnetochromism in a Room-Temperature Magnetoelectric Hexaferrite /S.H. Chun, K.W. Shin, H.J., Jung S., Park J., Bahk Y.M., Park H.R., Kyoung J., Choi D.H., Kim D.S. Kim, G.S. Park, J.F. Mitchell, K.H. Kim // *Phys Rev Lett*. -2018.-V.120, N.2. - P.027202.
40. Turov E.A. Symmetry and physical properties of antiferromagnetic macrostructures / E.A. Turov // *Europhys. Lett*. – 1996. – V.34, N.4. – P. 305-310.
41. Кулагин Д. В. Аномалии поляритонной динамики одномерного магнитного фотонного кристалла с антиферромагнитным типом межслоевого упорядочения в постоянном внешнем электрическом поле / Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров // *ЖЭТФ*. – 2010. – Т. 137, № 2. – С. 318–335.

42. Бучельников В.Д. Антиферромагнетик с магнитоэлектрическим эффектом как пример “левой” среды / В.Д. Бучельников, В.В. Риве // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 84, №7. – С. 470-474.
43. Мандельштам Л.И. Групповая скорость в кристаллической решетке.-/ Л.И. Мандельштам // ЖЭТФ. – 1945. – Т. 15, № 3. – С. 475–478.
44. Веселаго, В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ / В.Г. Веселаго // УФН. – 1967. –Т. 92, №7. - С.517–526.
45. Metamaterials: Physics and Engineering Explorations / Eds. N. Engheta, R.W. Ziolkowski. - New Jersey: Wiley-IEEE Press, 2006. - 438 p.
46. Mackay T.G. Mackay and Akhlesh Lakhtakia Negative refraction, negative phase velocity, and counterposition in bianisotropic materials and metamaterials / T.G. Mackay, M. Lakhtakia // Phys. Rev. B. – 2009. – V. 79, № 23. – P.235121.
47. Cai W. Optical Metamaterials. Fundamentals and Applications / W. Cai, V. Shalaev. - Springer, New York, Dordrecht, Heidelberg, London., 2010. - 200 p.
48. Дзялошинский И.Е. Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетиков. / И.Е.Дзялошинский // ЖЭТФ.- 1957.- Т.32, №6.- С. 1547-1562.
49. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков / Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшин и др. – М: Физматлит, 2001. - 560 с.
50. Любимов В.Н. Кристаллооптика с учетом магнитоэлектрического эффекта / В.Н. Любимов // Докл. АН СССР. – 1968. – Т. 181, № 4. – С. 858–861.
51. Тарасенко О.С. Эффект отрицательной акустической рефракции в одномерном фононном кристалле / О.С. Тарасенко, С. В.Тарасенко, В. М. Юрченко // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т.80,№7. – С. 470-474.
52. Wang K.F. Multiferroicity, The coupling between magnetic and polarization orders / K. F. Wang, J.–M. Liu, Z. F. Ren // Advances in Physics. - 2009. - V. 58, N. 4. - P. 321-448.
53. Shen J.Q. Negative refractive index in gyrotropically magnetoelectric media / J.Q. Shen // Phys.Rev B. – 2006. - V. 73, N. 4. – P.045113.

54. Qiu C.-W. Comment on “Negative refractive index in gyrotropically magneto-electric media” / C.-W. Qiu, S. Zouhdi // *Phys. Rev. B.* – 2007. – V.75, N.19. - 196101.
55. Shen J.Q. Reply to “Comment on ‘Negative refractive index in gyrotropically magneto-electric media’” / J.Q. Shen // *Phys.Rev B.* – 2007. - V.75, 19. - 196102.
56. Shen J.Q. Backward waves in magnetoelectrically chiral media: Propagation, impedance, and negative refraction / J.Q. Shen, H.-Y.Yao, L.-W. Li et al. // *Phys.Rev B.* – 2007. – V. 75, N.15. - 155120.
57. Qiu C.-W. Routes to left-handed materials by magnetoelectric couplings / C.-W. Qiu, H.-Y. Yao, L.-W. Li et al. // *Phys. Rev. B.* – 2007. – V.75, N.24. -245214.
58. Ward D.W. On the physical origins of the negative index of refraction / D.W. Ward, K.A. Nelson, K.J. Webb // *New J. of Phys.* – 2005. – V.7. N.1. – P. 213.
59. Кизель, В.А. Отражение света / В.А. Кизель. - Москва: Наука, 1973. – 352с.
60. Saadoun M.M.I. A Reciprocal Phase medium Shifter Using Novel Pseudo-chiral or omega medium/ M.M.I.Saadoun and N. Engheta // *Microwave and Optical Technology Letters.*-1999.- V.5, N.4.- P.184-188.
61. Tretyakov S. A. Reflection and transmission of plane electromagnetic waves in uniaxial bianisotropic materials / S.A. Tretyakov, A.A. Sochava // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves.* – 1994. – V.15, N.5. – P. 829–856.
- 62 . Альшиц В.И. Объемные поляритоны в двуосном кристалле на границе с идеальным проводником / В.И. Альшиц, В.Н. Любимов // *Кристаллография.* – 2009. – Т. 54, № 6. – С. 989-993.
63. Чупис И.Е. Поверхностные поляритоны в диэлектрике на границе с металлом в постоянном электрическом поле / И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй // *Письма в ЖЭТФ.* – 1998. – Т. 68, №12. – С. 876-880.
64. Tamir, T. Inhomogeneous wave types at planar structures: I. The lateral wave. / T. Tamir // *Optik.* – 1972. - V. 36, N.3. – P. 209-232.
65. Боровик–Романов А.С. Магнитное двупреломление света в антиферромагнитных фторидах переходных металлов / А.С. Боровик–Романов, Н.М. Крейнес, А.А. Панков, А.А. Талалаев // *ЖЭТФ.* – 1973. – Т. 64, № 5. - С. 1762 -1775.

66. Савченко А.С. Индуцированная внешним электрическим полем локализация магнитного ТМ- поляритона вблизи поверхности магнитоупорядоченного кристалла / А.С. Савченко, С.В. Тарасенко // Оптика и спектроскопия. - 2005. - Т. 98, № 3. - С. 431-441.
67. Савченко А.С. Трансформация спектра поверхностных магнитных ТЕ-поляритонов в условиях квадратичного электрооптического эффекта / А.С. Савченко, С.В. Тарасенко // Кристаллография. - 2007. - Т. 52, № 4. - С. 696-702.
68. Савченко А.С. Поверхностная спин-волновая электродинамика легкоосного антиферромагнетика во внешнем постоянном электрическом поле / А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, Т.Н. Тарасенко // ФТТ. – 2007. - Т. 49, № 2. - С. 267-276.
69. Кулагин Д.В. Поляритонная динамика ограниченного слабого ферромагнетика в постоянном внешнем электрическом поле, нормальном к границе раздела / Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. Тарасенко // Оптика и спектроскопия. – 2008. – Т. 104, № 4. – С. 683–692.
70. Кулагин Д. В. Поляритонная динамика ограниченного слабого ферромагнетика в постоянном внешнем электрическом поле, касательном к границе раздела / Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. Тарасенко // Кристаллография – 2008. – Т. 53, № 6. – С. 1101–1110.
71. Livesey K.L. High-frequency susceptibility of a weak ferromagnet with magnetostrictive magnetoelectric coupling: Using heterostructures to tailor electromagnon frequencies / K.L. Livesey, R.L. Stamps // Phys. Rev. B – 2010. – V. 81, N.9. – 094405.
72. Tretyakov S.A. Generalized field-transforming metamaterials / S.A. Tretyakov, I.S. Nefedov, P. Alitalo // New J. Phys. – 2008. – V. 10, N.11. -115028.
73. Басс Ф.Г. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками / Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. - М: Наука, 1988. - 288 с.
74. Шевченко В.В. Наглядная классификация волн, направляемых регулярными открытыми волноводами / В.В. Шевченко // Радиотехника и электроника. - 1969. - Т. 14, № 10. - С. 1768 – 1772.

75. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides / D Marcuse - New York, Academic Press, Inc., 1974. - 267 p.
76. Goos F. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion / F. Goos, H. Hänchen // Ann Phys. – 1947. – V.436, N.7–8. – P. 333-346.
77. Ситенко А.Г. Лекции по теории рассеяния / А.Г. Ситенко. – Киев: Вища школа, 1971. - 260 с.
78. Bliokh K.Y. Goos–Hänchen and Imbert–Fedorov beam shifts: an overview / K.Y. Bliokh, A. Aiello // J. Opt. – 2013. – V. 15, N.1. - 014001.
79. Araújo M.P. The asymmetric Goos-Hänchen effect / M.P. Araujo, S.A Carvalho, S. De Leo // J. Opt. – 2014. – V. 16, N.1. – 015702.
80. Seshadri S.R. Goos–Hänchen beam shift at total internal reflection / S.R. Seshadri // J.Opt.Soc.Am. – 1988. – V. A5, N.4. - P. 583-585.
81. Renard R.H. Total Reflection: A New Evaluation of the Goos–Hänchen Shift / R.H. Renard // J.Opt.Soc.Am. - 1964. –V. 54, N.10. – P. 1190-1197.
82. Yasumoto K. A new evaluation of the Goos-Hanchen shift and associated time delay / K. Yasumoto, Y. Oishi // J.Appl.Phys. – 1983. – V. 54. N.5- P. 2170-2176.
83. Chuang S.L. Lateral shift of an optical beam due to leaky surface-plasmon excitations / S.L. Chuang // J. Opt. Soc. Am. - 1986. - V.3, N.5. – P. 593-599.
84. Bonnet C . Measurement of positive and negative Goos–Hänchen effects for metallic gratings near Wood anomalies / C Bonnet, D Chauvat O Emile et al. // Opt Lett. -2001. - V. 26, N.10. – P. 666-668.
85. Yin X. Large positive and negative lateral optical beam displacements due to surface plasmon resonance / L. Hesselink, Z. Liu et al. // Appl.Phys.Lett. – 2004. – V. 85, N.3. - P. 372 -374.
86. Shadrivov I.V. Giant Goos-Hänchen effect at the reflection from left-handed metamaterials / I.V. Shadrivov, A.A. Zharov, Y.S. Kivshar // Appl.Phys.Lett. – 2003. – V. 83, N. 13. – P. 2713-2715.
87. Москаленко В.В. Усиление эффекта Гуса-Хенхен поверхностными волнами в одномерных фотонных кристаллах / В.В. Москаленко, И.В. Соболева, А.А.Федянин // Письма в ЖЭТФ. - 2010. – Т. 91, №8. –С. 414-418.

88. Soboleva I.V. Giant Goos-Hänchen Effect and Fano Resonance at Photonic Crystal Surfaces / I.V. Soboleva, V.V. Moskalenko, A.A. Fedyanin // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V. 108, N. 12. - 123901.
89. Бирюков С.Б., Гуляев Ю.В., Крылов В.В., Плесский В.П. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах М., Наука, 1991 г. 416 с.
90. Macedo R. Spin canting induced nonreciprocal Goos-Hänchen shifts / R. Macedo, R.L. Stamps, T. Dumelow // *Opt. Express.* – 2014. – V. 22, N.23. - P. 28467–28478.
91. Lima F. Nonreciprocity in the Goos-Hänchen shift on oblique incidence reflection off antiferromagnets / T. Dumelow, E.L. Albuquerque, J.A.P.da Costa // *J.Opt.Soc.Am. B* – 2011. – V. 28, N. 2. – P. 306-313.
92. Ахиезер А.И. Спиновые волны / А.И. Ахиезер, В.Г Барьяхтар, С.В. Пелетминский. - М: Наука, 1967. - 368 с.
93. Remer L. Nonreciprocity in the optical reflection of magnetoplasmas / L. Remer, E. Mohler, W. Grill, B. Lüthi // *Phys. Rev. B.* – 1984. – V.30, N.6. - P. 3277-3282.
94. Кулагин Д.В. Поляритонная динамика одномерного магнитного фотонного кристалла в скрещенных магнитном и электрическом полях /Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В Тарасенко // *ЖЭТФ.* - 2008. – Т. 133, № 5. – С. 1051-1068.
95. Bertoni H.L. Unified theory of Rayleigh-angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interface / H.L. Bertoni, T. Tamir // *J. Appl. Phys.* - 1973.- V2, N.4. - P. 157 -172.
- 96 . Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах / И.А. Викторов. – М: Наука, 1981. – 287 с.
97. Альшиц В.И. Аналог эффекта Шоха при отражении акустических пучков от свободной границы кристалла / В.И. Альшиц, А.Н.Даринский, Р.К. Котовски, А.Л. Шувалов // *Кристаллография.* – 1988. – Т. 33, № 3. - С. 541-553.
98. Ramakrishna S.A. Physics of negative refractive index materials / S.A. Ramakrishna // *Rep. Prog. Phys.* - 2005. – V.68, N.2. – P. 449 -521.
99. Сихвола А. Метаматериалы с экстремальными материальными параметрами /А. Сихвола, С.А. Третьяков, А. Де Баас // *Радиотехника и электроника.* – 2007. – Т. 52, № 9. - С. 1066-1071.

100. Лагарьков А.Н. Электрофизика и электродинамика метаматериалов / А.Н. Лагарьков, В.Н. Кисель, А.К. Сарычев, В.Н. Семененко // Теплофизика высоких температур. – 2010. – Т. 48, № 6. – С. 1031-1048.
101. Dumelow T. Nonreciprocal Phenomena on Reflection of Terahertz Radiation off Antiferromagnets / T. Dumelow, J.A.P. da Costa, F. Lima, E.L. Albuquerque // Recent Optical and Photonic Technologies; Book edited by: Ki Young Kim. - INTECH, Croatia, 2010. - P. 143-168.
102. Anderson N.R. Attenuated total reflection study of bulk and surface polaritons in antiferromagnets and hexagonal ferrites: propagation at arbitrary angles / N.R. Anderson, R.E. Camley // J. Appl. Phys. - 2013. – V. 113, N. 1. - 013904.
103. Савченко А.С. Магнитные поляритоны в центросимметричных антиферромагнитных структурах: эффекты электрического поля: дис. кандидата физ.-мат. наук: 01.04.11 / Савченко Андрей Сергеевич. – Донецк, 2008. – 16 с.
104. Кулагин Д.В. Спин-волновая электродинамика гиротропных магнитных сред в постоянном внешнем электрическом поле: дис. кандидата физ.-мат. наук: 01.04.11 / Кулагин Дмитрий Вячеславович. – Донецк, 2010. – 21 с.
105. Бойко Б.Б. Отражение света от усиливающих и нелинейных сред / Б.Б. Бойко, Н.С. Петров. – Минск: Наука и техника, 1988. – 205 с.
106. Ярив А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх; пер. с англ. С.Г. Кривошлыкова, Н.И. Петрова, под ред. И.Н. Сисакяна. – Москва: Мир, 1987. – 616 с.
107. Балакирев В.М. Волны в пьезокристаллах / В.М. Балакирев, И.А. Гилинский. – Новосибирск: Наука, 1982. - 236 с.
108. Fan K. Dynamic electromagnetic metamaterials / K. Fan, W.J. Padilla // Materials Today. - 2015. – V. 18, № 1. – P. 39-50.
109. Chumak A.V. Magnon spintronics / A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, B. Hillebrands // Nature Physics. – 2015. – V. 11, N. 6. - P. 453-461.
110. Magnonics From Fundamentals to Applications / Editors: S. Demokritov, A. Slavin. - Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, 2013. - 262 p.

111. Мухин А.А. Динамические магнитоэлектрические явления в области электромагнонов в мультиферроиках на основе редкоземельных боратов / А.А. Мухин, А.М. Кузьменко, В.Ю. Иванов и др. // УФН. – 2015. – Т. 185, № 10. – С. 1089-1098.
112. Дьяконов, М.И. Новый тип пограничных электромагнитных волн / М.И. Дьяконов // ЖЭТФ. - 1988. - Т. 94, № 4. - С. 119–123.
113. Yermakov O.Y. Hybrid waves localized at hyperbolic metasurfaces / O.Y. Yermakov, A.I. Ovcharenko, M. Song et al. // Phys. Rev. B. – 2015. – V. 91, N.23. – 235423.
114. Гончаренко А.М. Основы теории оптических волноводов / А.М. Гончаренко, В.А. Карпенко, И.А. Гончаренко. – Минск: Белорус. наука, 2009. - 296 с.
115. Виноградов А.П. К вопросу о форме материальных уравнений в электродинамике / А.П. Виноградов // УФН. – 2002. – Т. 172. – С. 363–370.
116. Пятаков А.П. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики / А.П. Пятаков, А.К. Звездин // УФН. – 2012. - Т.182, № 6. – С. 593–620.
117. Heyderman L.J. Artificial ferroic systems: novel functionality from structure, interactions and dynamics / L.J. Heyderman, R.L. Stamps // J. Phys.: Condens. Matter. - 2013. – V. 25, N.36. – 363201.
118. Moore T. Spin waves in a thin film with magnetoelectric coupling at the surfaces / T. Moore, R.E. Camley, K.L. Livesey // JMMM. – 2014. – V. 372, N.12 – P. 107-111.
119. Troncoso R.E. Antiferromagnetic magnonic crystals / R.E. Troncoso, C. Ulloa, F. Pesce, A. S. Nunez // Phys. Rev. B. – 2015. – V. 92, N.22. – 224424.
120. Chen W. Dissipationless Multiferroic Magnonics / W. Chen, M. Sigrist // Phys. Rev. Lett. – 2015. – V. 114, N.15. - 157203.
121. Гельфанд И.М. Представления группы вращений и группы Лоренца, их применения / И.М. Гельфанд, Р.А. Минлос, З.Я. Шапиро. - М.: Физматгиз, 1958. - 367 с.

122. Alshits V.I. On the existence of surface waves in half-infinite anisotropic elastic media with piezoelectric and piezomagnetic properties / V.I. Alshits, A.N. Darinskii, J. Lothe // *Wave motion*. – 1992. – V. 16, N.3. – P. 265-283.
123. Stamps, R.L. Bulk and surface spin waves in thin-film antiferromagnets / R.L. Stamps, R.E. Camley // *J. Appl. Phys.* - 1984. – V. 56, N.12. – P. 3497-3502.
124. Kalinikos B.A. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / B.A. Kalinikos, A.N. Slavin // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. – 1986. – V.19, N.35. – P. 7013-7033.
125. Гуляев Ю.В. Спин-волновая акустика антиферромагнитных структур как магнитоакустических метаматериалов / Ю.В.Гуляев, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров // *УФН*. – 2011. – Т. 181, № 6. – С. 595–626.

ПРИЛОЖЕНИЯ

П.1 Уравнения связи и спектр нормальных магнитных поляритонов в нескомпенсированном ЦС АФМ или ЦАС АФМ

Рассмотрим двухподрешеточную модель centrosymmetric легкого АФМ в скрещенных постоянном внешнем электрическом \mathbf{E}_0 и магнитном \mathbf{H}_0 полях. Соответствующую плотность энергии с учетом изотропного КМОВ в терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/(2M_0)$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/(2M_0)$ можно представить в виде: ($\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0, \mathbf{e} = \mathbf{E}/M_0$) [30,.31]

$$F_p = \left(\frac{P_x^2 + P_y^2}{2\kappa_{\perp}} + \frac{P_z^2}{2\kappa_{\parallel}} - \mathbf{P}\mathbf{e} \right) + M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h} \right) + \frac{r_m}{2} (\mathbf{m}\mathbf{p})^2 + \frac{r_l}{2} (\mathbf{l}\mathbf{p})^2 + \frac{s_m}{2} \mathbf{m}^2 \mathbf{p}^2 + \frac{s_l}{2} \mathbf{l}^2 \mathbf{p}^2 \quad (\text{П.1.1})$$

где δ и b – константы однородного обмена и магнитной анизотропии, \mathbf{e} и \mathbf{h} – перенормированное электрическое и магнитное поле, $\kappa_{\parallel}, \kappa_{\perp}$ – продольная и поперечная диэлектрические восприимчивости, r_m, r_l, s_m, s_l – коэффициенты КМОВ, \mathbf{P} – вектор электрической поляризации.

В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели магнитного кристалла описываются системой дифференциальных уравнений, включающей в себя, помимо уравнений Максвелла, также уравнения Ландау-Лифшица для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} и уравнение для вектора \mathbf{P} [32].

Анализ показывает, что с учетом изотропного КМОВ [10] для не слишком больших значений внешнего магнитного поля ($\mathbf{m}_0 \ll \mathbf{l}_0$, \mathbf{m}_0 и \mathbf{l}_0 – равновесный вектор ферромагнетизма и антиферромагнетизма соответственно) возможно существование основного состояния со следующей конфигурацией: $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \in XY$, $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$. Материальные соотношения для данного АФМ в линейном по амплитуде малых колебаний приближении по-прежнему имеют вид (1.1.2), (1.1.4), однако теперь тензоры магнитной, электрической и МЭ проницаемостей определяются как ($\sigma_e = \text{sign}(\mathbf{E}_0 \mathbf{q})$, $\sigma_h = \text{sign}(\mathbf{H}_0 \mathbf{b})$)

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} \cos^2 \varphi + \mu_{yy} \sin^2 \varphi & -\sigma_h \mu_* i + (\mu_{yy} - \mu_{xx}) \cos \varphi \sin \varphi & 0 \\ \sigma_h \mu_* i + (\mu_{yy} - \mu_{xx}) \cos \varphi \sin \varphi & \mu_{yy} \cos^2 \varphi + \mu_{xx} \sin^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}; \quad (\text{П.1.2})$$

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \cos^2 \varphi + \varepsilon_{yy} \sin^2 \varphi & -\sigma_h \varepsilon_* i + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}) \cos \varphi \sin \varphi & 0 \\ \sigma_h \varepsilon_* i + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}) \cos \varphi \sin \varphi & \varepsilon_{yy} \cos^2 \varphi + \varepsilon_{xx} \sin^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix};$$

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sigma_e (i\beta_2 \cos \varphi + \sigma_h \beta_3 \sin \varphi) \\ 0 & 0 & \sigma_e (\sigma_h \beta_3 \cos \varphi - i\beta_2 \sin \varphi) \\ \sigma_e (\sigma_h \beta_4 \sin \varphi - i\beta_1 \cos \varphi) & \sigma_e (\sigma_h \beta_4 \cos \varphi + i\beta_1 \sin \varphi) & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{П.1.3}),$$

где

$$\left. \begin{aligned} \mu_{xx} &= 1 + 4\pi T_x \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \mu_{yy} = 1 + 4\pi T_y \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \mu_{zz} = 1 + 4\pi T_z \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \mu_* = 4\pi \sqrt{T_x T_y} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \\ \varepsilon_{xx} &= 1 + 4\pi \alpha_{x0} + 4\pi R_x \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \varepsilon_{yy} = 1 + 4\pi \alpha_{y0} + 4\pi R_y \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \varepsilon_* = 4\pi \sqrt{R_x R_y} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \\ \varepsilon_{zz} &= 1 + 4\pi \alpha_{z0} + 4\pi R_z \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \beta_1 = 4\pi \sqrt{R_x T_z} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \quad \beta_2 = 4\pi \sqrt{R_z T_x} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \\ \beta_3 &= 4\pi \sqrt{R_z T_y} \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \beta_4 = 4\pi \sqrt{R_y T_z} \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \Delta_F = \omega_F^2 - \omega^2, \quad \Delta_{AF} = \omega_{AF}^2 - \omega^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1.4}).$$

Здесь φ - угол разориентации векторов $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0$, относительно нормали $\mathbf{q} \parallel OY$ ($\cos \varphi = 1$ при $\mathbf{E}_0 \parallel OY$), T_i - статическая магнитная восприимчивость в направлении $i = x, y, z$, α_{i0} - статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении $i = x, y, z$ без учета влияния магнитной подсистемы, $\alpha_{i0} + R_i$ - статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении $i = x, y, z$ с учетом влияния магнитной подсистемы. Если $|\mathbf{H}_0|=0$, $|\mathbf{E}_0| \neq 0$, то в (П.1.2)–(П.1.4) $\beta_3 = \beta_4 = \mu_* = \varepsilon_* = 0$, тогда как при $|\mathbf{E}_0|=0$, $|\mathbf{H}_0| \neq 0$ в (П.1.2)–(П.1.4) $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$. Отметим, что при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \perp \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$ соотношения (П.1.2)–(П.1.4) с учетом знака константы одноосной магнитной анизотропии справедливы как для АФМ с легкой плоскостью (XY), так и для АФМ, находящегося в “*spin-flop*” фазе.

Анализ показывает, что при $\mathbf{k} \in XY$ в рассматриваемой модели АФМ диэлектрика (П.1.1)–(П.1.4) возможно независимое распространение нормальных

магнитных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа. Если для плоской волны с поляризацией $\alpha = p, s$, которая распространяется в сагиттальной плоскости, волновой вектор \mathbf{k} представить как $\mathbf{k} = h\mathbf{b} + \eta_\alpha \mathbf{q}$, то соответствующие дисперсионные соотношения для спектра нормальных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа при $\mathbf{k} \in XY$ будут иметь вид ($k_0 \equiv \omega/c$)

для ТМ-волны:

$$\left(\eta_p + \left[\frac{\varepsilon_{xx} c_p k_0 + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}) h \cos \varphi}{\varepsilon_{||}} \right] \sin \varphi \right)^2 - \left[\frac{k_0^2 \varepsilon_{||} \Delta_p - \varepsilon_{yy} \varepsilon_{xx}^2 (c_p \cos \varphi - h)^2}{\varepsilon_{xx} \varepsilon_{||}^2} \right] = 0, \quad (\text{П.1.5}),$$

для ТЕ-волны:

$$\left(\eta_s + \left[\frac{\mu_{xx} c_s k_0 + (\mu_{yy} - \mu_{xx}) h \cos \varphi}{\mu_{||}} \right] \sin \varphi \right)^2 - \left[\frac{k_0^2 \mu_{||} \Delta_s - \mu_{yy} \mu_{xx}^2 (c_s \cos \varphi - h)^2}{\mu_{xx} \mu_{||}^2} \right] = 0 \quad (\text{П.1.6}),$$

$$c_p \equiv \sigma_e \sigma_h \cdot k_0 \frac{\varepsilon_{xx} \beta_4 - \varepsilon_* \beta_1}{\varepsilon_{xx}}; \quad \Delta_p \equiv (\varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy} - \varepsilon_*^2) (\varepsilon_{xx} \mu_{zz} - \beta_1^2); \quad \varepsilon_{||} \equiv \varepsilon_{yy} \cos^2 \varphi + \varepsilon_{xx} \sin^2 \varphi; \quad (\text{П.1.7}),$$

$$c_s \equiv -\sigma_e \sigma_h \cdot k_0 \frac{\mu_{xx} \beta_3 - \mu_* \beta_2}{\mu_{xx}}; \quad \Delta_s \equiv (\mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_*^2) (\mu_{xx} \varepsilon_{zz} - \beta_2^2); \quad \mu_{||} \equiv \mu_{yy} \cos^2 \varphi + \mu_{xx} \sin^2 \varphi \quad (\text{П.1.8}).$$

В частном случае $|\mathbf{H}_0| = 0$ эффекты невзаимности спектра нормальных поляритонов (П.1.5)-(П.1.8), связанные с $h \rightarrow -h$, отсутствуют.

Рассмотрим границу раздела исследуемого АФМ (П.1.2)-(П.1.8) и изотропного оптически более плотного диэлектрика (1.1.1). Будем считать, что полуграниченный АФМ занимает нижнее полупространство по отношению к немагнитной оптически более плотной среде, а на их границе выполнена стандартная система максвелловских электродинамических граничных условий (равенство тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей).

Рассматривая частоту и тангенциальное волновое число (угол падения) как заданные внешние параметры, проанализируем с помощью (П.1.2)-(П.1.8) основные особенности формирования и распространения в полуграниченном АФМ (П.1.2)-(П.1.8) эванесцентных волн ТМ- и ТЕ-типа в сагиттальной плоскости $\mathbf{k} \in XY$. Необходимое условие для формирования на границе исследуемого АФМ эванесцентных волн ТМ- и ТЕ-типа задается неравенством $[\eta_\alpha'']^2 > 0$

($\alpha = p, s$). Это, в свою очередь, позволяет с учетом (П.1.3)-(П.1.8) определить на плоскости ω - h область существования в АФМ среде эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа (область ПВО для объемной волны соответствующей поляризации, падающей извне на поверхность магнетика). Для исследования особенностей формирования и распространения ОПВ в области ПВО запишем параметры Z_α , связывающие, согласно (П.1.5), тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей на поверхности рассматриваемого АФМ ($\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \in XY$, $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{k} \in XY$). Из (П.1.6)-(П.1.8) с учетом (П.1.1) – (П.1.8) следует, что (η''_α - обратная глубина проникновения эванесцентной ЭМ волны в АФМ):

для волны ТЕ-типа:

$$Z_s'' = -\frac{i\mu_\parallel}{k_0(\mu_{xx}\mu_{yy} - \mu_*^2)} \left(\eta_s'' + \frac{\mu_*}{\mu_\parallel} h + b^s \right), \quad b^s = \sigma_e k_0 \frac{\mu_* \beta_3 - \mu_{yy} \beta_2}{\mu_\parallel} \cos \varphi, \quad (\text{П.1.9}),$$

$$\eta_s'' = \sqrt{\frac{\mu_{xx}\mu_{yy}}{\mu_\parallel^2} (h - c_s \cos \varphi)^2 - k_0^2 \frac{\Delta_s}{\mu_{xx}\mu_\parallel}}, \quad \eta_s' = -\left[\frac{\mu_{xx} c_s k_0 + (\mu_{yy} - \mu_{xx}) h \cos \varphi}{\mu_\parallel} \right] \sin \varphi.$$

для волны ТМ-типа:

$$Z_p'' = \frac{i\varepsilon_\parallel}{k_0(\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} - \varepsilon_*^2)} \left(\eta_p'' + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_\parallel} h + b^p \right), \quad b^p = \sigma_e k_0 \frac{\varepsilon_{yy} \beta_1 - \varepsilon_* \beta_4}{\varepsilon_\parallel} \cos \varphi, \quad (\text{П.1.10}).$$

$$\eta_p'' = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_\parallel^2} (h - c_p \cos \varphi)^2 - k_0^2 \frac{\Delta_p}{\varepsilon_\parallel \varepsilon_{xx}}}, \quad \eta_p' = -\left[\frac{\varepsilon_{xx} c_p k_0 + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}) k_\perp \cos \varphi}{\varepsilon_\parallel} \right] \sin \varphi.$$

Следует отметить, что в общем случае произвольной ориентации направления \mathbf{E}_0 относительно \mathbf{q} в сагиттальной плоскости амплитуда эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа будет спадать вглубь АФМ среды с осцилляциями (если период осцилляций достаточно мал по сравнению с глубиной локализации эванесцентной волны в АФМ среде $\eta'_\alpha < \eta''_\alpha$).

В случае магнетиков, структура которых не обладает центром симметрии, формирование магнитных поляритонов ТМ- и ТЕ-типа возможно уже в случае $|\mathbf{E}_0|=0$ и пренебрежении КМОВ. В случае двухподрешеточной модели

АФМ с центром антисимметрии [8] это может быть связано с наличием в энергии магнетика следующего слагаемого [9,13]:

$$F = \gamma_{\alpha\beta\delta} M_{\alpha} L_{\beta} P_{\delta} , \quad (\text{П.1.11}),$$

обеспечивающего существование в АФМ пространственно однородного линейного МЭ взаимодействия. Здесь $\gamma_{\alpha\beta\delta}$ – тензор МЭ констант, $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ – вектор ферромагнетизма, $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ – вектор антиферромагнетизма, \mathbf{P} – вектор электрической поляризации. Поскольку структура тензора $\gamma_{\alpha\beta\delta}$ зависит от особенностей магнитного упорядочения в рассматриваемом АФМ, то в работе [13] в качестве примера приведен явный вид (П.1.23), а также соответствующие материальные соотношения для модели двухподрешеточного тетрагонального АФМ со структурой $4_z^+ 2_x^+ I^-$ или $4_z^+ 2_x^- I^-$. В качестве примера однофазной оптически менее плотной среды выберем двухподрешеточную модель тетрагонального АФМ со структурой $4_z^+ 2_x^+ I^-$ [13]. Соответствующая плотность энергии с учетом линейного МЭ взаимодействия в терминах векторов ферромагнетизма \mathbf{M} и антиферромагнетизма \mathbf{L} имеет вид:

$$F = F_m + F_{me} + F_p , \quad (\text{П.1.12}),$$

$$F_m = \frac{\delta}{2} \mathbf{M}^2 + \frac{b}{2} (L_x^2 + L_y^2) - \mathbf{M}\mathbf{H} , \quad (\text{П.1.13}),$$

$$F_{me} = -[\gamma_1 M_z (L_x P_y \mp L_y P_x) + \gamma_2 P_z (M_x L_y \mp M_y L_x) + \gamma_3 L_z (M_x P_y \mp M_y P_x)] , \quad (\text{П.1.14}),$$

$$F_p = \frac{1}{2} \kappa_{\parallel}^{-1} P_z^2 + \frac{1}{2} \kappa_{\perp}^{-1} (P_x^2 + P_y^2) - \mathbf{P}\mathbf{E} .$$

где δ и b – соответственно константы однородного обмена и магнитной анизотропии, \mathbf{E} и \mathbf{H} – электрическое и магнитное поля соответственно, γ_{1-3} – комбинации МЭ констант [13]. В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели магнитного кристалла описываются системой дифференциальных уравнений, включающей в себя, помимо уравнений Максвелла, также и уравнения Ландау-Лифшица для векторов \mathbf{M} и \mathbf{L} .

Ограничимся анализом легкоосной фазы, считая, что $b > 0$ ($\mathbf{L}_0 \parallel OZ$, \mathbf{L}_0 – равновесный вектор антиферромагнетизма). Если $\kappa_{\parallel}, \kappa_{\perp} > 0$, то в ненулевом по-

стоянном внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0 \parallel OX$ основное состояние рассматриваемого магнетика, характеризуется следующей равновесной ориентацией векторов ферромагнетизма \mathbf{M}_0 , антиферромагнетизма \mathbf{L}_0 , и электрической поляризации $\mathbf{P}_0 \parallel OY$:

$$\mathbf{M}_0 \parallel OX, \quad \mathbf{L}_0 \parallel OZ, \quad \mathbf{P}_0 \parallel OY \quad (\text{П.1.15}),$$

что, согласно [33], соответствует нескомпенсированному антиферромагнетику.

В результате материальные соотношения для рассматриваемой модели МЭ среды в приближении, линейном по амплитуде малых колебаний, будут иметь следующую структуру [32]:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \begin{pmatrix} \chi_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}(\omega) & -i\chi_*(\omega) \\ 0 & i\chi_*(\omega) & \chi_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} + \begin{pmatrix} 0 & \mp \beta_4(\omega) & -i\beta_1(\omega) \\ \pm \beta_3(\omega) & 0 & 0 \\ \pm i\beta_2(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}, \\ \mathbf{P} &= \begin{pmatrix} \alpha_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy}(\omega) & \pm i\alpha_*(\omega) \\ 0 & \mp i\alpha_*(\omega) & \alpha_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & \pm \beta_3(\omega) & \mp i\beta_2(\omega) \\ \mp \beta_4(\omega) & 0 & 0 \\ i\beta_1(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (\text{П.1.16}).$$

Здесь верхний знак отвечает мультиферроику PML типа, а нижний – ЛО АФМ $4_z^+ 2_x^+ 1^-$.

Расчет показывает, что для $|\mathbf{M}_0| \ll |\mathbf{L}_0|$ (слабое, по сравнению с межподрешеточным обменом, магнитное поле) и частот ω малых, по сравнению с частотами собственных колебаний сегнетоэлектрической подсистемы, ненулевые компоненты тензоров магнитной, диэлектрической, магнитоэлектрической восприимчивостей в (П.1.28) можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} \chi_{xx} &= T_x \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \chi_{yy} = T_y \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \chi_{zz} = T_z \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \chi_* = \sqrt{T_y T_z} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \\ \alpha_{xx} &= \alpha_{x0} + R_x \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \alpha_{yy} = \alpha_{y0} + R_y \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \alpha_* = \sqrt{R_y R_z} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \\ \alpha_{zz} &= \alpha_{z0} + R_z \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \beta_1 = \sqrt{R_z T_x} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \quad \beta_2 = \sqrt{R_x T_z} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \\ \beta_3 &= \sqrt{R_x T_y} \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \beta_4 = \sqrt{R_y T_x} \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \\ \Delta_F &= \omega_F^2 - \omega^2, \quad \Delta_{AF} = \omega_{AF}^2 - \omega^2, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1.17}).$$

Здесь T_i - статическая магнитная восприимчивость в направлении $i = x, y, z$, α_{i0} - статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении $i = x, y, z$ без учета влияния магнитной подсистемы, $\alpha_{i0} + R_i$ - статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении $i = x, y, z$ с учетом влияния магнитной подсистемы, $\omega_{AF,F}$ - частоты однородного АФМ резонанса неограниченного антиферромагнетика. Для обсуждаемой модели АФМ (П.1.2)-(П.1.5) введенные величины могут быть представлены в виде:

$$\left. \begin{aligned} T_x &= \frac{1}{\bar{\delta}_{AF}}, & T_y &= \frac{1}{\bar{\delta}_F}, & T_z &= \frac{M_0^2}{\bar{\delta}_F M_0^2 + \bar{b} L_0^2} \\ R_x &= \frac{\kappa_{\perp}^2 \gamma_3^2 L_0^2}{\bar{\delta}_F}, & R_y &= \frac{\kappa_{\perp}^2 \gamma_3^2 (1 - M_0^2 / L_0^2)^2}{\bar{\delta}_{AF}}, & R_z &= \frac{(g \gamma_2 \kappa_{\parallel} L_0 M_0)^2}{\bar{\omega}_{AF}^2}, \\ \alpha_{x0} &= \alpha_{y0} = \kappa_{\perp}, & \alpha_{z0} &= \kappa_{\parallel}, & \omega_{AF}^2 &= \bar{\delta}_{AF} \cdot \bar{\omega}_{AF}^2, & \omega_F^2 &= \bar{\delta}_F \cdot \bar{\omega}_F^2, \\ \bar{\omega}_{AF}^2 &= g^2 L_0^2 [b + M_0^2 (\kappa_{\perp} \gamma_3^2 - \kappa_{\parallel} \gamma_2^2)], & \bar{\omega}_F^2 &= g^2 (\bar{\delta}_F M_0^2 + \bar{b} L_0^2), \\ \bar{\delta}_F &= \delta + b - \kappa_{\perp} \gamma_3^2 (L_0^2 - M_0^2), & \bar{\delta}_{AF} &= \delta + b - \kappa_{\perp} \gamma_3^2 (L_0^2 - 5M_0^2), \\ \bar{b} &= b + 2\kappa_{\perp} \gamma_3 M_0^2 (\gamma_1 + \gamma_3), \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1.18}).$$

Совместный анализ (П.1.4) показывает, что если волновой вектор распространяющихся ЭМ волн лежит в плоскости YZ , то для рассматриваемой модели неограниченного магнитоэлектрика (т.е. при любом знаке перед γ_3 в (П.1.4) и основного состояния (П.1.5)) возможно независимое распространение нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа. В результате, спектр нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа в неограниченном ЭМ мультиферроике (знак плюс перед γ_3 в (П.1.14)) или АФМ со структурой $4_z^+ 2_x^+ I^-$ (знак минус перед γ_3 в (П.1.14)) будет определяться следующими соотношениями:

ТЕ-волна:

$$\frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} k_y^2 + \left(k_z \mp \frac{\omega}{c} \left[\frac{\mu_{zz} \bar{\beta}_3 - \mu_* \bar{\beta}_2}{\mu_{zz}} \right] \right)^2 - \frac{\omega^2 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2) (\varepsilon_{xx} \mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2)}{\mu_{zz}^2} = 0, \quad (\text{П.1.19}),$$

ТМ-волна:

$$\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} k_y^2 + \left(k_z \mp \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_{zz} \bar{\beta}_4 - \varepsilon_* \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{zz}} \right)^2 - \frac{\omega^2 (\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2) (\mu_{xx} \varepsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\varepsilon_{zz}^2} = 0. \quad (\text{П.1.20}),$$

где c – скорость света; $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей; $\bar{\beta}_\lambda = 4\pi\beta_\lambda$ ($\lambda = 1, 2, 3, 4$). Верхний знак перед ω/c отвечает мультиферроику.

Если МЭ эффект отсутствует ($\gamma_{\alpha\beta\gamma} = 0$), то при $\mathbf{M}_0 \parallel OX$, $\mathbf{L}_0 \parallel OZ$, ($b > 0$), $|\mathbf{P}_0| = 0$) ненулевыми являются только следующие компоненты тензоров магнитной и диэлектрической восприимчивостей в (П.1.16):

$$\left. \begin{aligned} \chi_{xx} &= T_x \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \chi_{yy} = T_y \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \chi_{zz} = T_z \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \chi_* = \sqrt{T_y T_z} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \\ \alpha_{xx} &= \alpha_{x0}, \quad \alpha_{yy} = \alpha_{y0}, \quad \alpha_{zz} = \alpha_{z0}, \quad \beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0, \\ \Delta_F &= \omega_F^2 - \omega^2, \quad \Delta_{AF} = \omega_{AF}^2 - \omega^2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1.21}).$$

П.2 Частотная зависимость условий существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих типов сечений ПВВ в коллинеарной фазе скомпенсированного ЛО АФМ с ЦАС. Полярная МОК

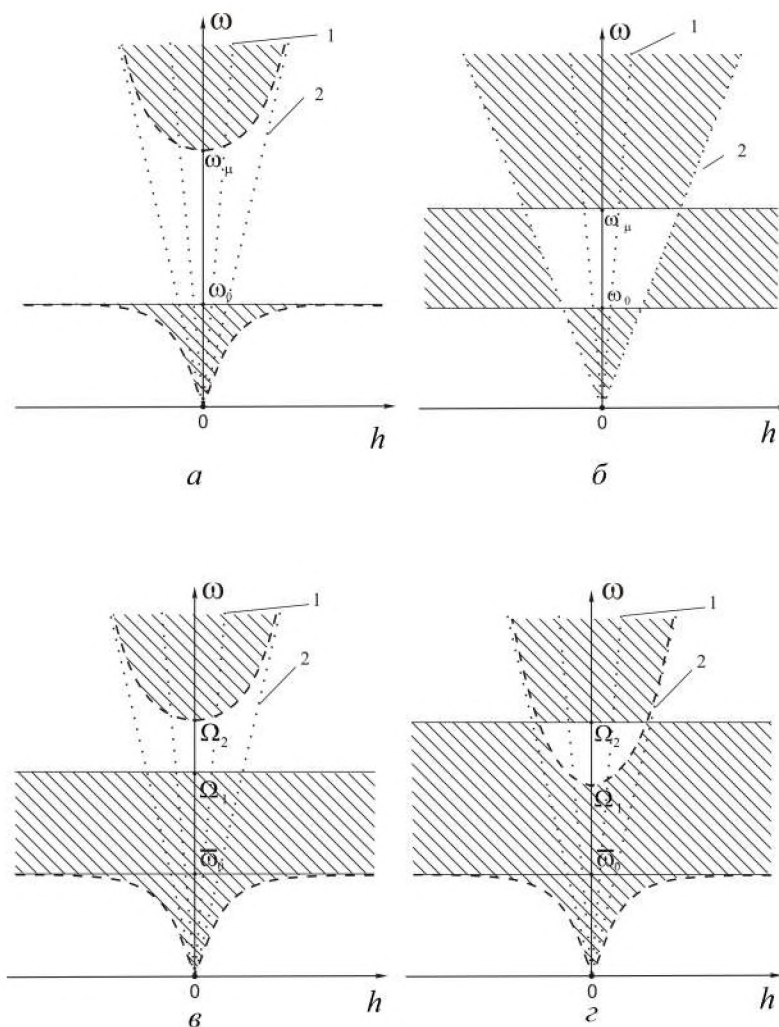


Рисунок 1. Области существования объемных (заштрихованные) и эванесцентных (незаштрихованные) волн р- или s- типа при $\mathbf{L}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel \text{OZ}$, $\mathbf{k} \in \text{YZ}$: а) для р-волны ЦС ЛО АФМ; б) для s-волны ЦС ЛО АФМ; в) для р- волны при $\gamma_3 < \gamma_c$ ($\Omega_1 = \omega_\varepsilon$, $\Omega_2 = \omega_\mu$) ЦАС ЛО АФМ и s- волны при $\gamma_3 > \gamma_c$ ($\Omega_1 = \omega_\mu$, $\Omega_2 = \omega_\varepsilon$) ЦАС ЛО АФМ; г) для s- волны при $\gamma_3 < \gamma_c$ ($\Omega_1 = \omega_\varepsilon$, $\Omega_2 = \omega_\mu$) ЦАС ЛО АФМ и р-волны при $\gamma_3 > \gamma_c$ ($\Omega_1 = \omega_\mu$, $\Omega_2 = \omega_\varepsilon$) ЦАС ЛО АФМ. Линия 1 соответствует $\omega = ch/\sqrt{\varepsilon}$; линия 2 - $\omega = ch/\sqrt{\varepsilon_{zz}}$ - для ТМ-волны и $\omega = ch/\sqrt{\varepsilon_\perp \mu_{zz}}$ - для ТЕ-волны.

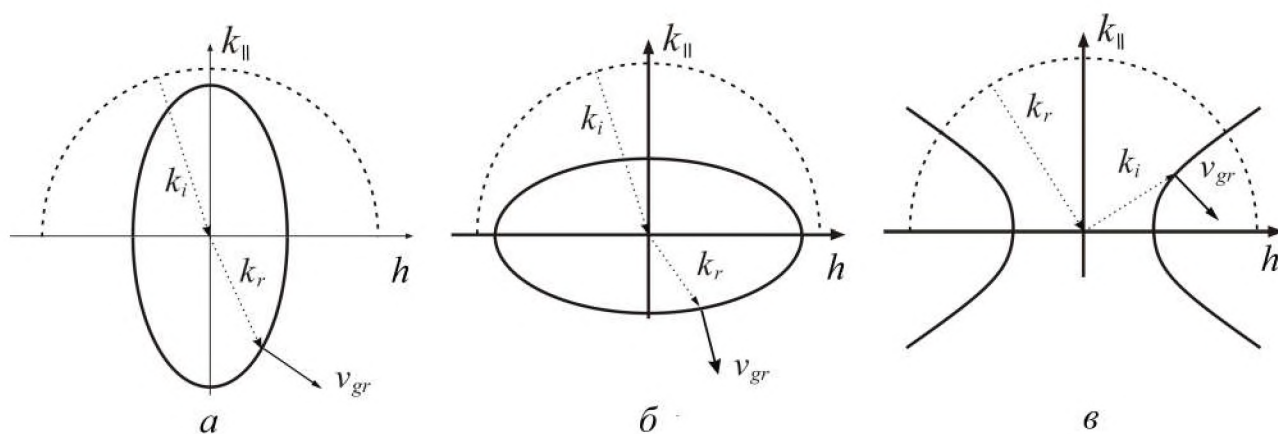


Рисунок 2. Возможные структуры сечений ПВВ на границе раздела ЦС ЛО АФМ ($z < 0$, сплошная линия) и немагнитного диэлектрика ($z > 0$, пунктирная линия). k_i, k_r - фазовые скорости падающей и преломленной волн соответственно, v_{gr} - групповая скорость преломленной в АФМ волны. Для p -волны: а) при $\omega \in (0, \omega_0)$; б) при $\omega \in (\omega_\mu, \infty)$. Для s -волны: а) при $\omega \in (0, \omega_0)$; б) при $\omega \in (\omega_\mu, \infty)$, в) при $\omega \in (\omega_0, \omega_\mu)$.

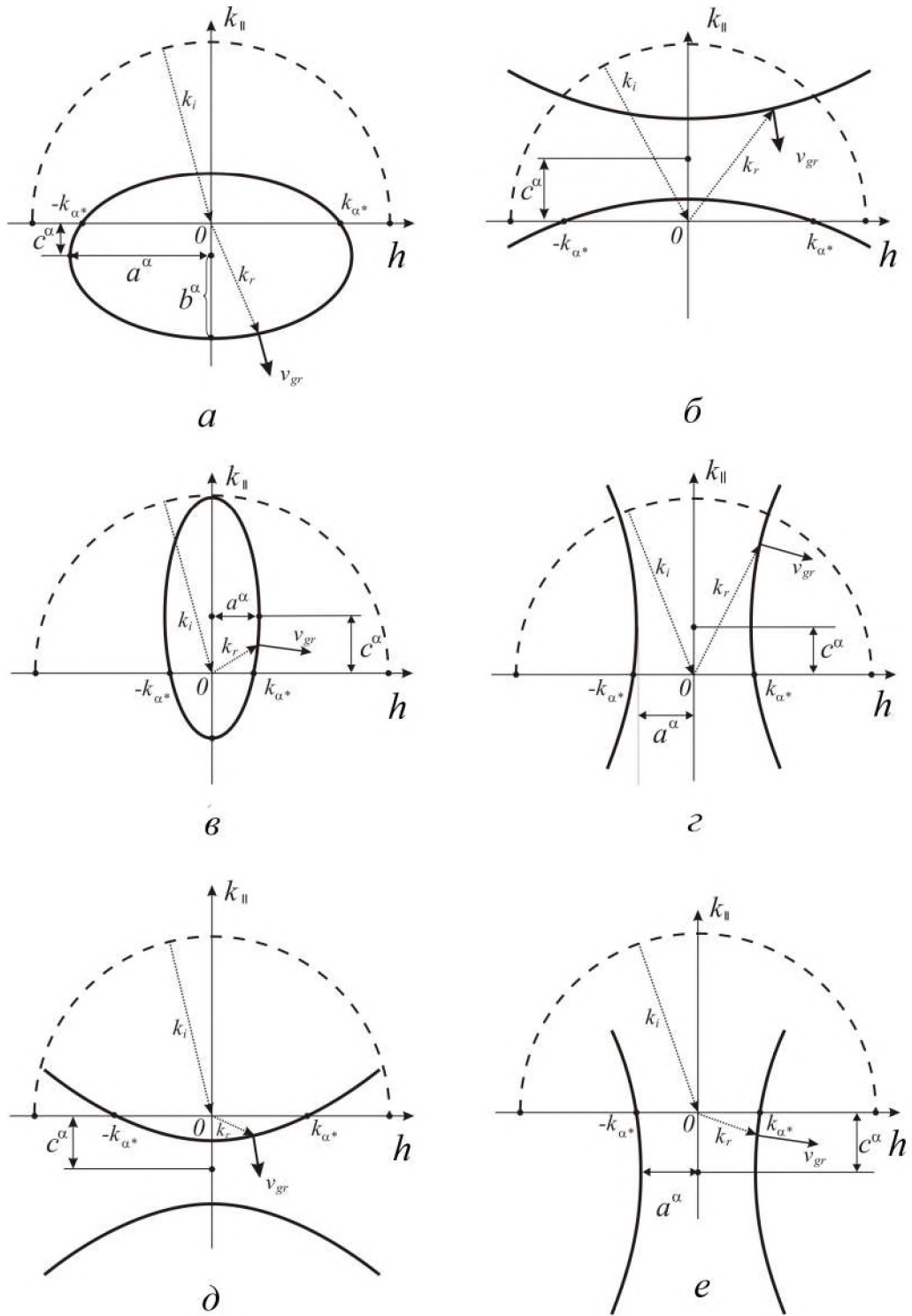


Рисунок 3. Возможные структуры сечений ПВВ на границе раздела ЦАС ЛО АФМ (структура $4_z^- 2_x^+ 1^-$) ($z < 0$, сплошная линия) и немагнитного диэлектрика ($z > 0$, пунктирная линия). Для р-волны: а) при $\omega \in (0, \bar{\omega}_0)$; б) при $\omega \in (\bar{\omega}_0, \Omega_1)$; в) при $\omega \in (\Omega_2, \infty)$ и $\gamma_3 < \gamma_c$; г) при $\omega \in (\Omega_1, \Omega_2)$ и $\gamma_3 > \gamma_c$. Для s-волны: а) при $\omega \in (\Omega_2, \infty)$; в) при $\omega \in (0, \bar{\omega}_0)$; д) при $\omega \in (\bar{\omega}_0, \Omega_1)$; е) при $\omega \in (\Omega_1, \Omega_2)$ и $\gamma_3 < \gamma_c$.

П.3 Частотная зависимость условий существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих типов сечений ПВВ в коллинеарной фазе скомпенсированного ЛО АФМ с ЦАС.

Продольная МОК.

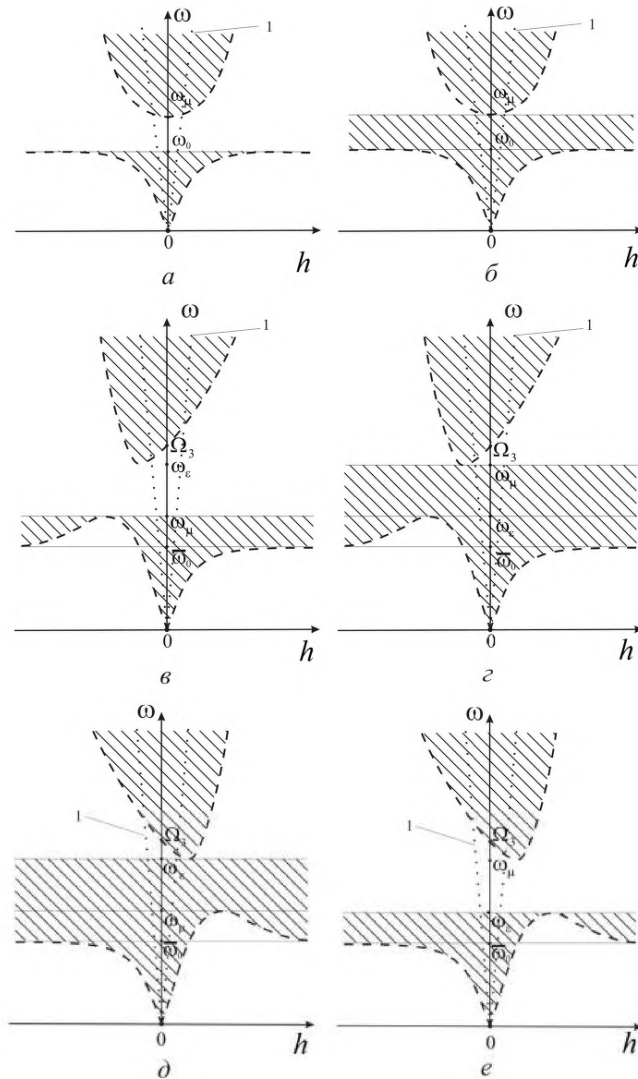


Рисунок 1. Области существования объемных (заштрихованные) и эванесцентных (незаштрихованные) волн ТМ- или ТЕ-типа при $L_0 \parallel OZ, \mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{k} \in YZ$. а) для ТМ-волны ЦС ЛО АФМ; б) для ТЕ-волны ЦС ЛО АФМ; в) для ТЕ-волны при $\gamma_3 > \gamma_c$ ЦАС ЛО АФМ; г) для ТЕ-волны при $\gamma_3 < \gamma_c$ ЦАС ЛО АФМ; д) для ТМ-волны при $\gamma_3 > \gamma_c$ ЦАС ЛО АФМ; е) для ТМ- волны при $\gamma_3 < \gamma_c$ ЦАС ЛО АФМ. Линия 1 - $\omega = ch/\sqrt{\tilde{\epsilon}}$ ($\tilde{\epsilon}$ - диэлектрическая проницаемость немагнитного диэлектрика).

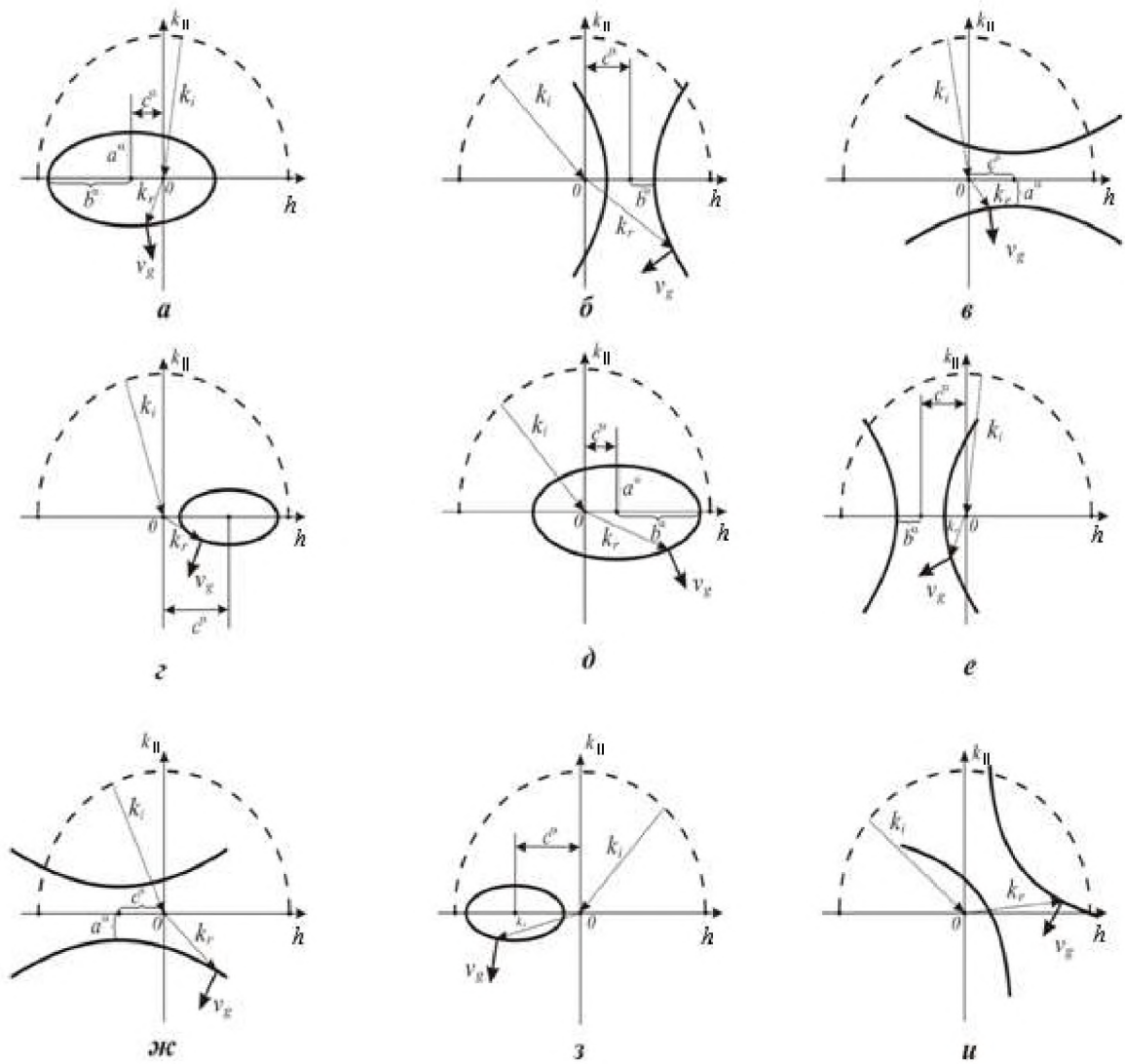


Рисунок 2. Возможные структуры сечений ПВВ на границе раздела ЦАС ЛО АФМ (структура $4_z 2_x^+ 1^-$) ($y < 0$, сплошная линия) и немагнитного диэлектрика ($y > 0$, пунктирная линия). $a_s^2 \equiv \mu_{zz} \epsilon k_0^2$; $a_p^2 \equiv \epsilon_{zz} \mu k_0^2$, $b_s^2 = b_p^2 \equiv k_0^2 \epsilon \mu$
 $k_0 \equiv \omega/c$, $c_s = k_0 \gamma$, $c_p = -k_0 \gamma$. Для ТМ-волны ($\mathbf{L}_0 \parallel OZ, \mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{k} \in YZ$): а) $0 < \omega < \bar{\omega}_0$; б) $\bar{\omega}_0 < \omega < \omega_\mu$ при $\gamma_3 > \gamma_c$, и $\bar{\omega}_0 < \omega < \omega_\epsilon$ при $\gamma_3 < \gamma_c$; в) $\omega_\mu < \omega < \omega_\epsilon$ при $\gamma_3 > \gamma_c$; г) $\omega > \omega_\epsilon$ при $\gamma_3 > \gamma_c$ и $\omega > \omega_\mu$ при $\gamma_3 < \gamma_c$. Для ТЕ-волны ($\mathbf{L}_0 \parallel OZ, \mathbf{q} \parallel OY, \mathbf{k} \in YZ$): д) $0 < \omega < \bar{\omega}_0$; е) $\bar{\omega}_0 < \omega < \omega_\mu$ при $\gamma_3 > \gamma_c$ и $\bar{\omega}_0 < \omega < \omega_\epsilon$ при $\gamma_3 < \gamma_c$; ж) $\omega_\epsilon < \omega < \omega_\mu$ при $\gamma_3 < \gamma_c$; з) $\omega > \omega_\epsilon$ при $\gamma_3 > \gamma_c$ и $\omega > \omega_\mu$ при $\gamma_3 < \gamma_c$. Для ТМ-волны: ($\mathbf{L}_0 \mathbf{q}) \in (0, \pi/2)$, $\mathbf{k} \in YZ$: и) $\bar{\omega}_0 < \omega < \omega_\mu$ при $\gamma_3 > \gamma_c$, а также $\bar{\omega}_0 < \omega < \omega_\epsilon$ при $\gamma_3 < \gamma_c$.

П.4 Частотная зависимость условий существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих типов сечений ПВВ в мультиферроике PML типа. Геометрия Фогта

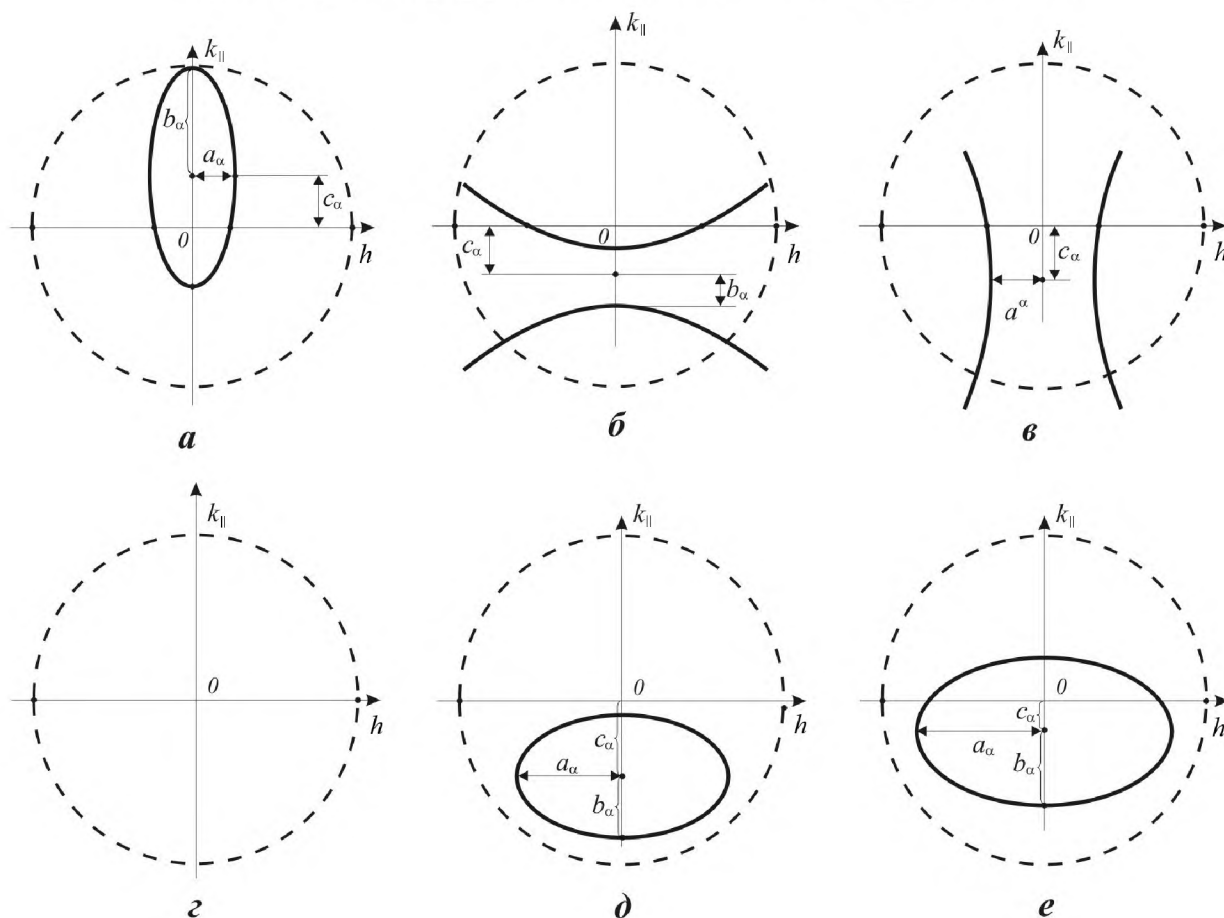


Рисунок 1. Возможные варианты сочетания структуры сечений ПВВ нормальной волны ТМ- (ТЕ-) типа плоскостью $k_y k_z$ для мультиферроика (П.1.31)- (П.1.32) (сплошная линия) и немагнитной среды (1.2.9) (пунктирная линия) в зависимости от частоты волны ω . При этом в случае (1.4.9): а) для $0 < \omega < \omega_{\alpha a}$; б) для $\omega_{\alpha a} < \omega < \Omega_{\alpha A}$; в) для $\Omega_{\alpha A} < \omega < \omega_{\alpha b}$; г) для $\omega_{\alpha b} < \omega < \Omega_{\alpha B}$; д) для $\Omega_{\alpha B} < \omega < \Omega_{\alpha 0}$; е) для $\omega > \Omega_{\alpha 0}$.

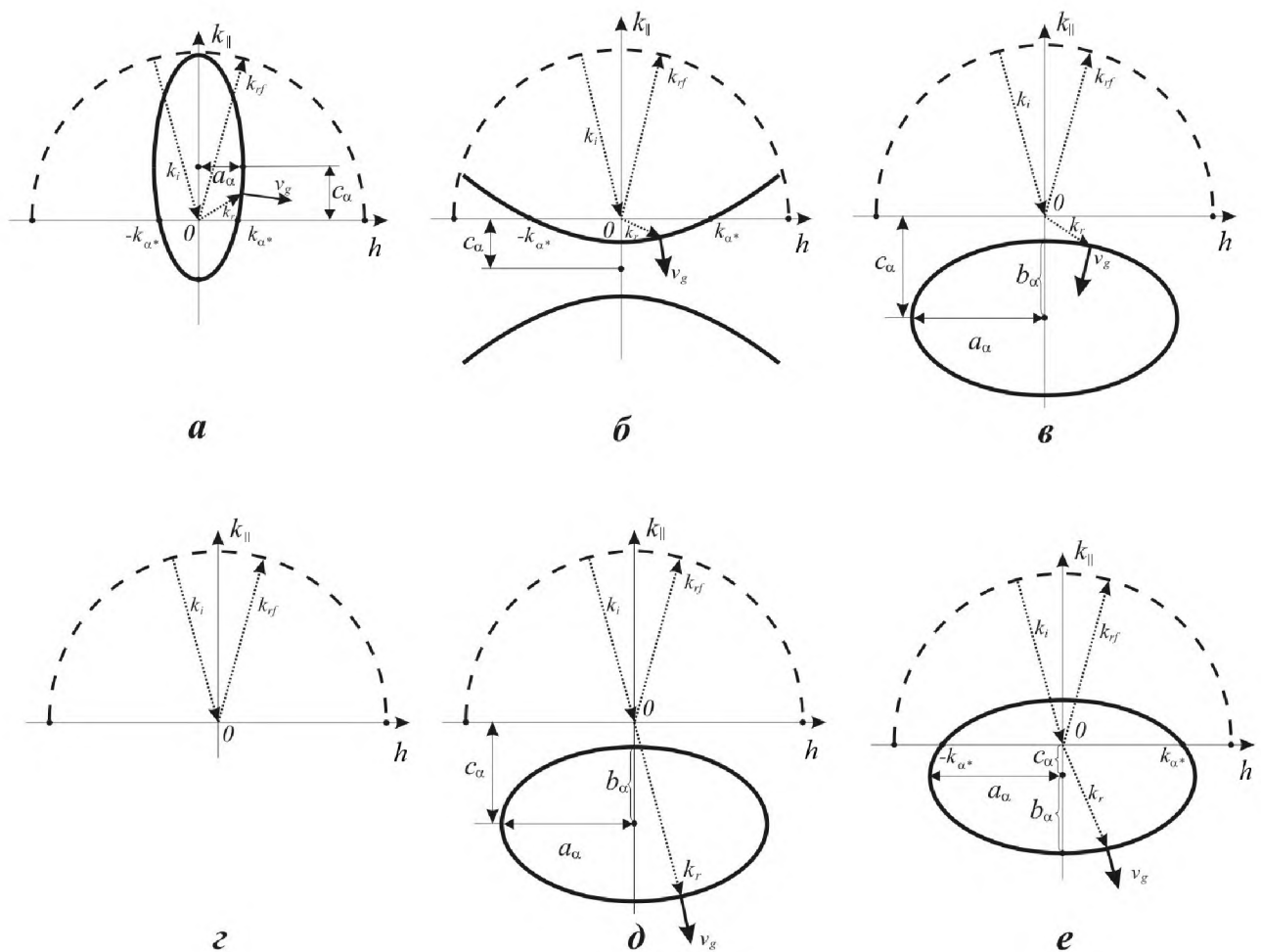


Рисунок 2. Структура сечения ПВВ и соответствующие эффекты рефракции при падении объемной волны с $\mathbf{k} \in YZ$ и поляризацией $\alpha = p, s$ из немагнитной среды (пунктирная линия) на поверхность мультиферроика ($z < 0$, сплошная линия) при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{L}_0$ и выполнении (1.4.10): а) для $0 < \omega < \omega_{\alpha a}$; б) для $\omega_{\alpha a} < \omega < \omega_{\alpha b}$; в) для $\omega_{\alpha b} < \omega < \Omega_{\alpha A}$; г) для $\Omega_{\alpha A} < \omega < \Omega_{\alpha B}$; д) для $\Omega_{\alpha B} < \omega < \Omega_{\alpha 0}$, е) для $\omega > \Omega_{\alpha 0}$.

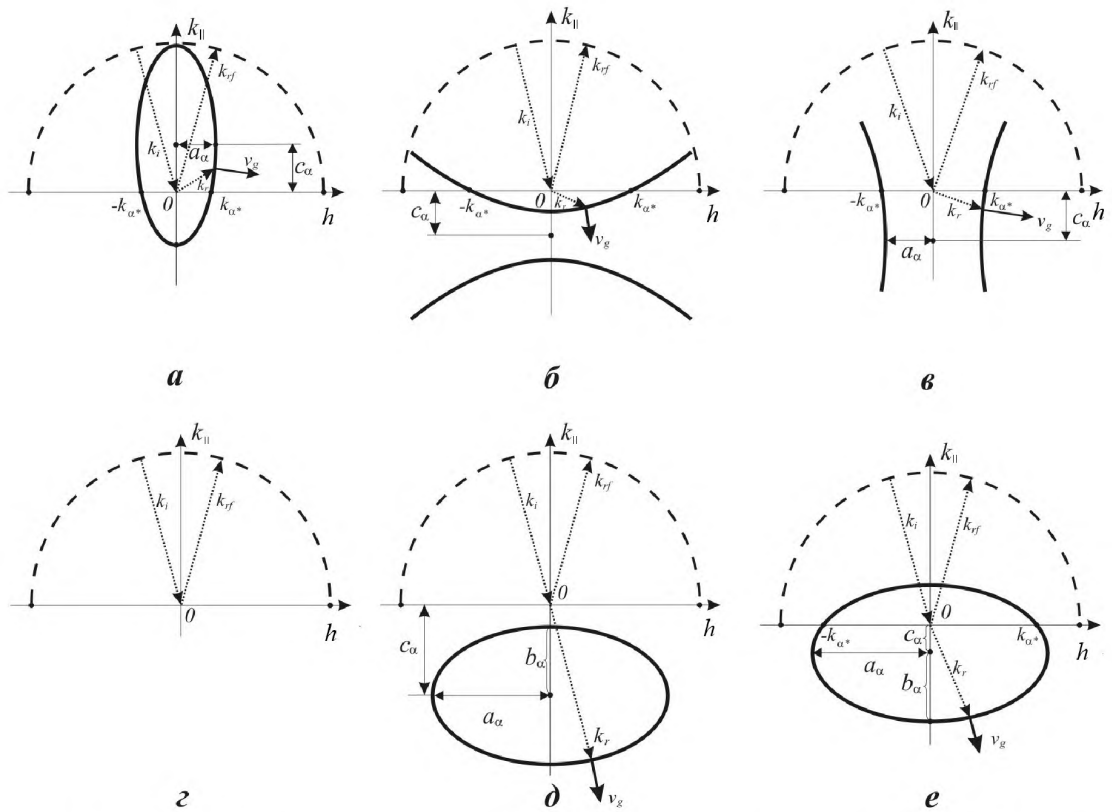


Рисунок 3. Структура сечения ПВВ и соответствующие эффекты рефракции при падении объемной волны с $\mathbf{k} \in YZ$ и поляризацией $\alpha = p, s$ из немагнитной среды (пунктирная линия) на поверхность мультиферроика ($z < 0$, сплошная линия) при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{L}_0$ и выполнении (1.4.9): а) для $0 < \omega < \omega_{\alpha a}$; б) для $\omega_{\alpha a} < \omega < \Omega_{\alpha A}$; в) для $\Omega_{\alpha A} < \omega < \omega_{\alpha b}$; г) для $\omega_{\alpha b} < \omega < \Omega_{\alpha B}$; д) для $\Omega_{\alpha B} < \omega < \Omega_{\alpha 0}$; е) для $\omega > \Omega_{\alpha 0}$.

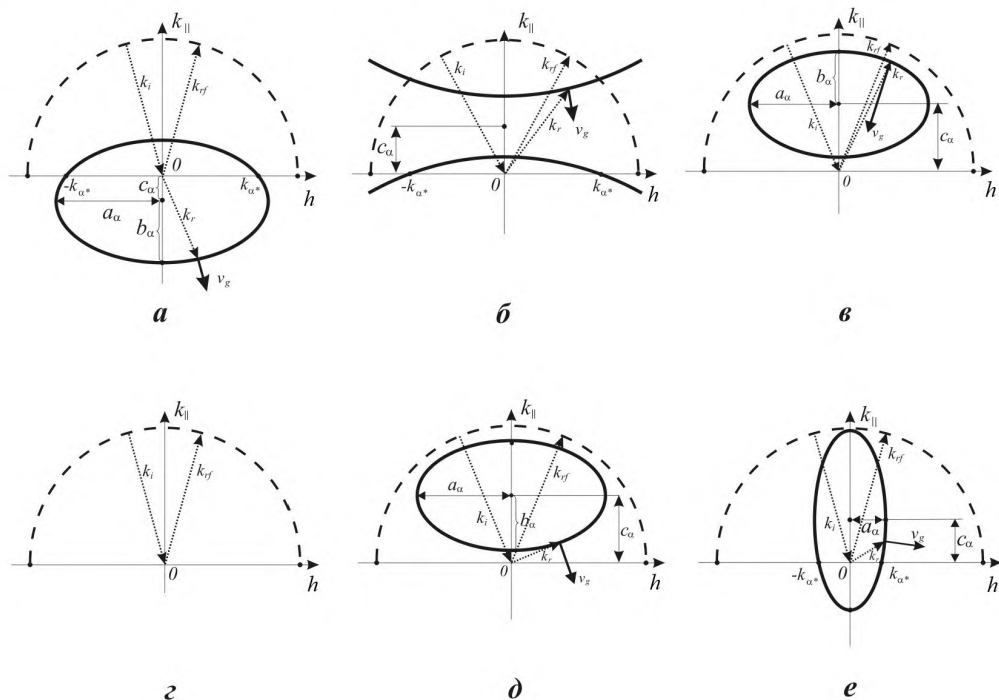


Рисунок 4. Структура сечения ПВВ и соответствующие эффекты рефракции при падении объемной волны с $\mathbf{k} \in YZ$ и поляризацией $\alpha = p, s$ из немагнитной среды (пунктирная линия) на поверхность мультиферроика ($z > 0$, сплошная линия) при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{L}_0$ и выполнении (1.4.10): а) для $0 < \omega < \omega_{\alpha\alpha}$; б) для $\omega_{\alpha\alpha} < \omega < \omega_{\alpha\beta}$; в) для $\omega_{\alpha\beta} < \omega < \Omega_{\alpha A}$; г) для $\Omega_{\alpha A} < \omega < \Omega_{\alpha B}$; д) для $\Omega_{\alpha B} < \omega < \Omega_{\alpha 0}$; е) для $\omega > \Omega_{\alpha 0}$.

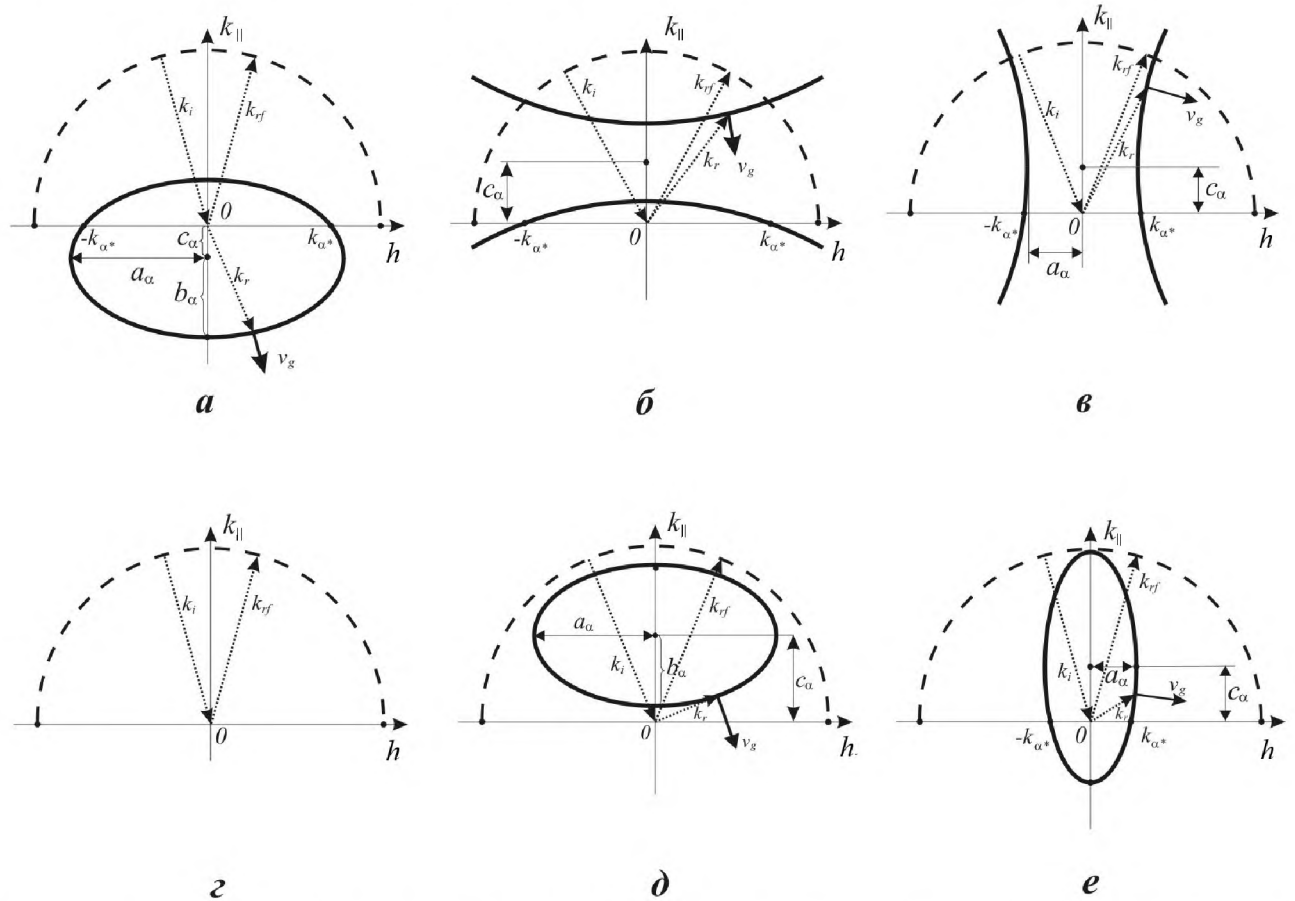


Рисунок 5. Структура сечения ПВВ и соответствующие эффекты рефракции при падении объемной волны с $\mathbf{k} \in YZ$ и поляризацией $\alpha = p, s$ из немагнитной среды (пунктирная линия) на поверхность мультиферроика ($z > 0$, сплошная линия) при $\mathbf{q} \parallel \mathbf{L}_0$ и выполнении (1.4.9): а) для $0 < \omega < \omega_{\alpha\alpha}$; б) для $\omega_{\alpha\alpha} < \omega < \Omega_{\alpha A}$; в) для $\Omega_{\alpha A} < \omega < \omega_{\alpha\beta}$; г) для $\omega_{\alpha\beta} < \omega < \Omega_{\alpha B}$; д) для $\Omega_{\alpha B} < \omega < \Omega_{\alpha 0}$; е) для $\omega > \Omega_{\alpha 0}$.

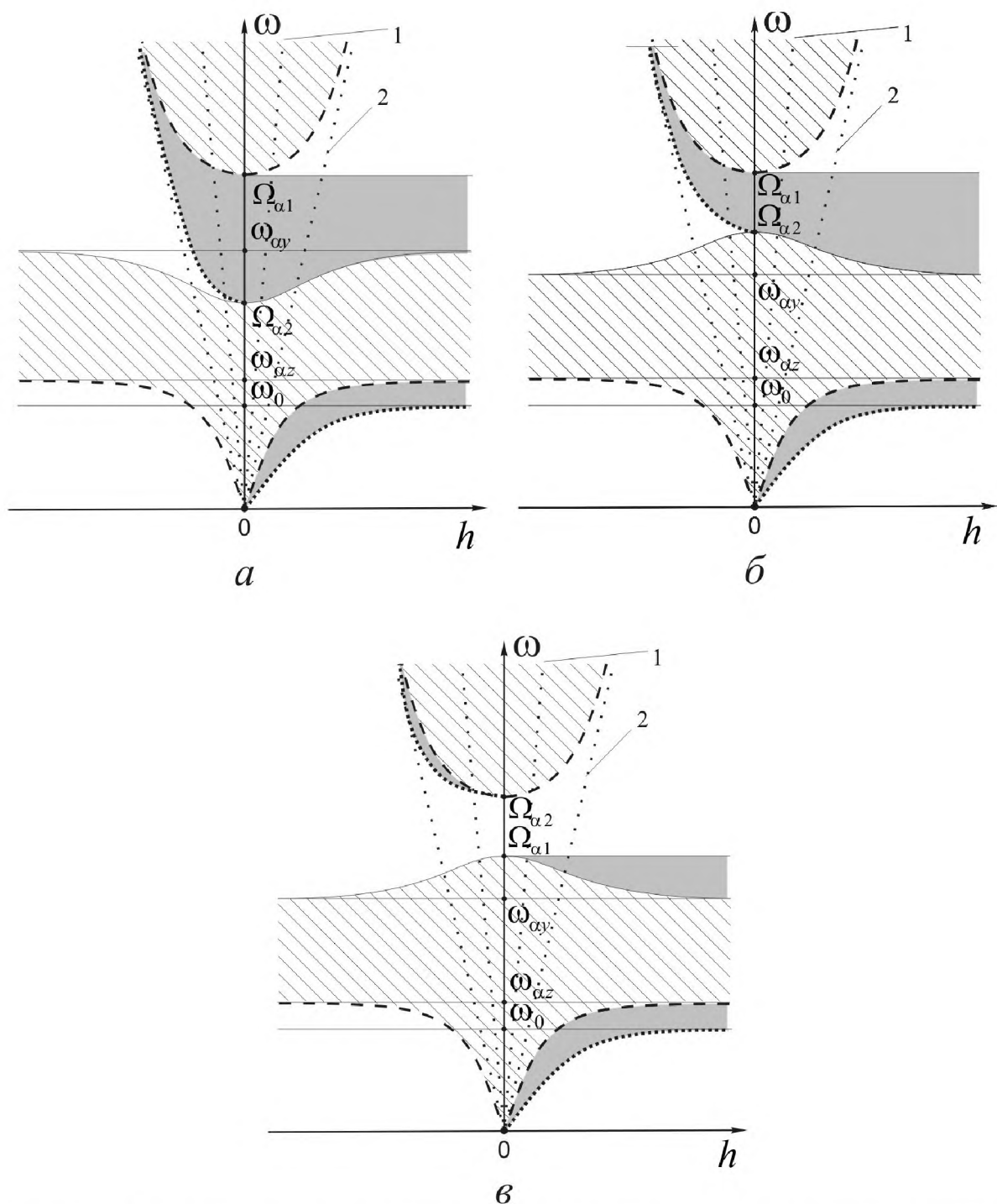


Рисунок 6. Области существования на плоскости $\omega - h$ объемных (заштрихованные) и эванесцентных (незаштрихованные) ТМ- или ТЕ-волн на границе раздела мультиферроика с немагнитным диэлектриком при $\mathbf{k} \in YZ$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{L}_0 \parallel OZ$. Для ТЕ-волны ($\omega_0 \equiv \omega_F$): а) при $R_x < \varepsilon_x(T_y - T_z)/(1 + 4\pi T_z)$; б) при $\varepsilon_x T_y > R_x > \varepsilon_x(T_y - T_z)/(1 + 4\pi T_z)$; в) при $R_x > \varepsilon_x T_y$. Для ТМ-волны ($\omega_0 \equiv \omega_{AF}$): а) при $T_x < (\varepsilon_y R_y - \varepsilon_z R_z)/(\varepsilon_y(\varepsilon_z + 4\pi R_z))$; б) при $R_y/\varepsilon_y > T_x > (\varepsilon_y R_y - \varepsilon_z R_z)/(\varepsilon_y(\varepsilon_z + 4\pi R_z))$; в) при $R_y/\varepsilon_y < T_x$.

П.5 Области существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих ОПВ в коллинеарной фазе скомпенсированного ЛО АФМ в постоянном внешнем электрическом поле

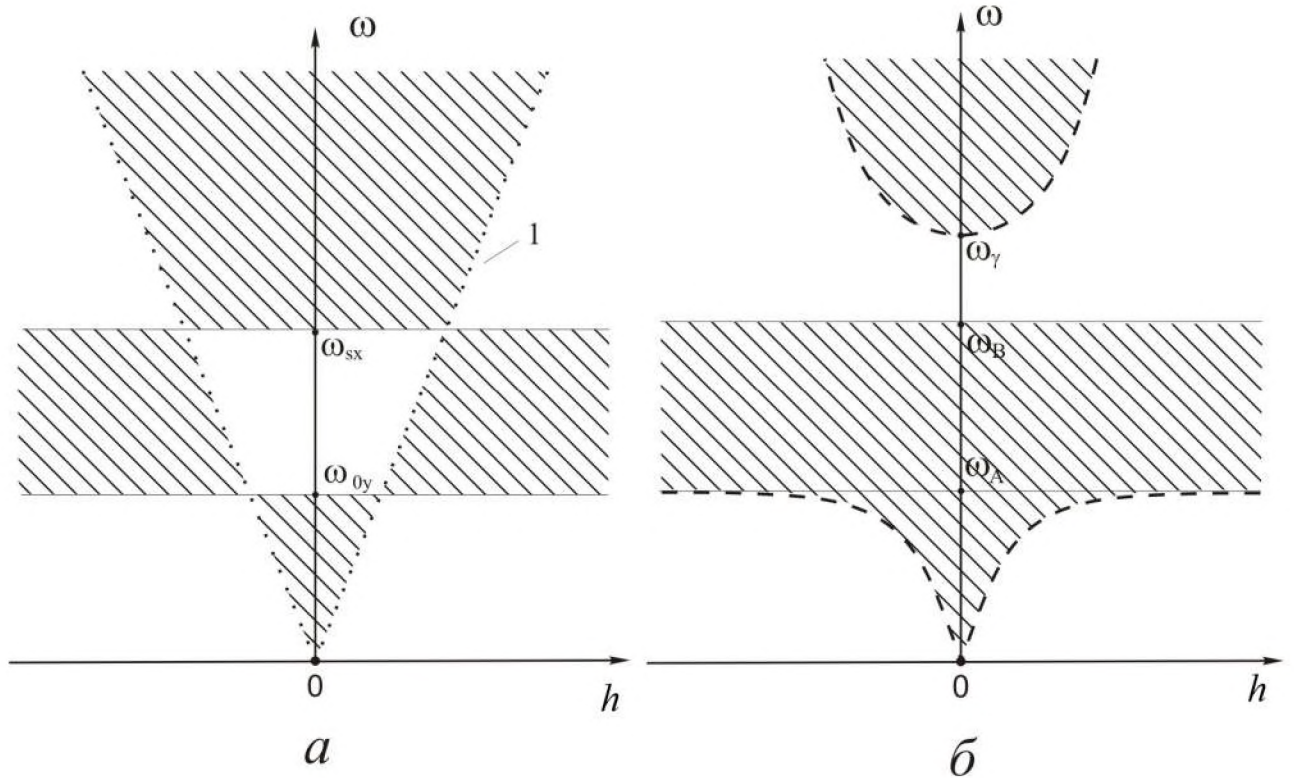


Рисунок 1. Области существования объемных (заштрихованные) и эванесцентных (незаштрихованные) ТМ- или ТЕ-волн в ЦС ЛО АФМ $\mathbf{E}_0 \parallel OY, \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ, \mathbf{k} \in YZ$:

а) для ТЕ-волны (2.2.8), линия 1 - $\omega = k_y c / \sqrt{\mu_{zz} \varepsilon_{xx}}$; $\omega_{sy} = (1 + 4\pi T_y) \omega_{0y}$, $k_{\perp} \leftrightarrow h$;

б) для ТМ-волны (2.2.8), $k_{\perp} \equiv k_y$, $\omega_A \equiv \omega_{0x}$, $\omega_B \equiv \omega_{\varepsilon}$, $\varepsilon_{xx}(\omega_{\varepsilon}) = 0$, ω_{γ} - решение $\gamma^2 = \varepsilon_{zz} \mu_{xx}$) или

$$\text{для ТМ-волны при } \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ, \mathbf{q} \parallel OY \quad (2.2.10) \quad (k_{\perp} \equiv k_z,$$

$\omega_A \equiv \omega_0, \omega_B \equiv \omega_{\varepsilon}, \varepsilon_{xx}(\omega_{\varepsilon}) = 0, \omega_{\gamma}$ - решение $\gamma^2 = \varepsilon_{yy} \mu_{xx}$) или

$$\text{для ТЕ-волны при } \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OZ, \mathbf{q} \parallel OY \quad (2.2.10) \quad (k_{\perp} \equiv k_z,$$

$\omega_A \equiv \omega_0, \omega_B \equiv (1 + 4\pi T_x) \omega_0, \omega_{\gamma}$ - решение $\gamma^2 = \varepsilon_{xx} \mu_{yy}$).

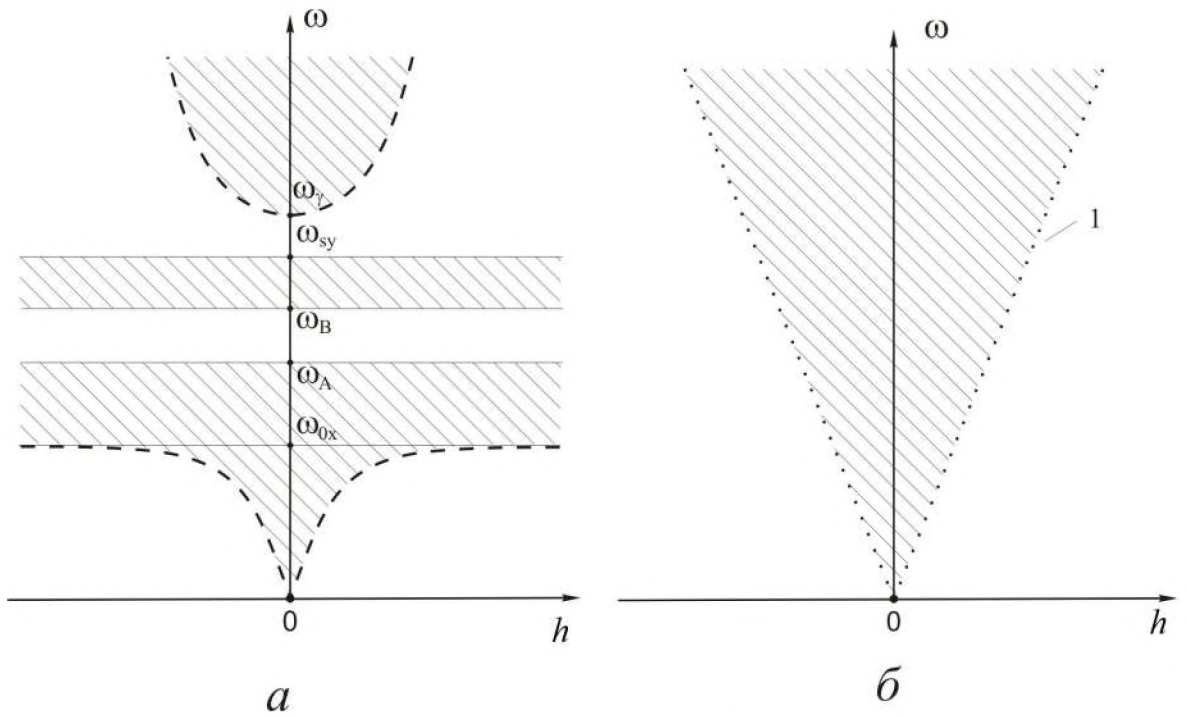


Рисунок 2. Области существования объемных и эванесцентных ТМ- или ТЕ-волн в ЦС ЛО АФМ ($\mathbf{E}_0 \parallel OY$, $\mathbf{I}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{q} \parallel OX$, $\mathbf{k} \in XY$) (2.2.12):

а) для ТЕ-волны (при $E_0 < E_c$: $\omega_A \equiv \omega_{0y}$, $\omega_B \equiv (1+4\pi T_x)\omega_{0x}$, $\omega_{sy} \equiv (1+4\pi T_y)\omega_{0y}$, ω_γ - решение $\gamma^2 = \varepsilon_{zz}\mu_{xx}$; при $E_0 > E_c$: $\omega_A \equiv (1+4\pi T_x)\omega_{0x}$, $\omega_B \equiv \omega_{0y}$); б) для ТМ-волны (линия 1 - $\omega = k_y c / \sqrt{\mu_{zz}\varepsilon_{yy}}$).

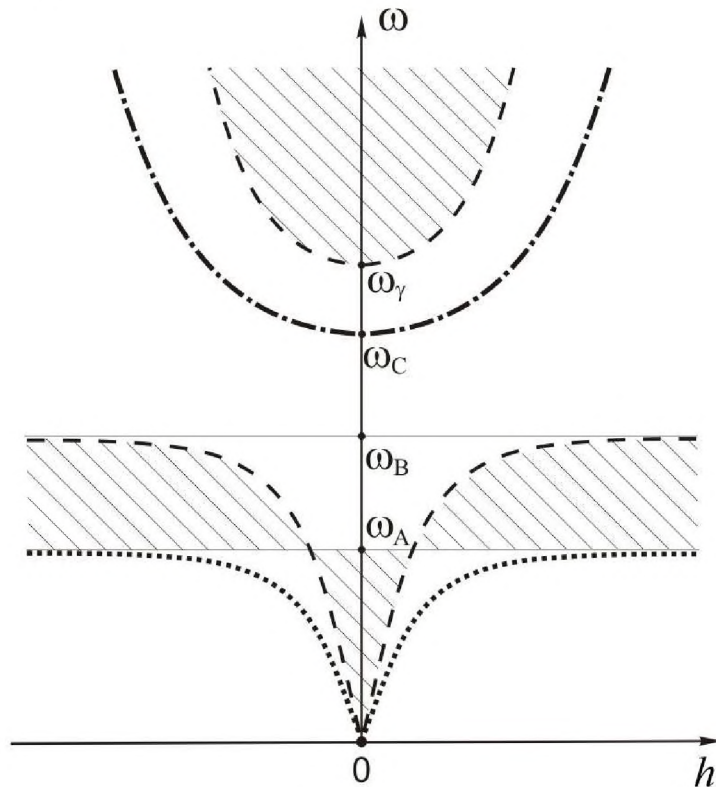


Рисунок 3. Области существования объемных и эванесцентных ТМ- или ТЕ- волн в ЦС ЛО АФМ (штрихпунктирная и точечная линии – спектры ОПВ, отвечающие $\mathbf{q} \parallel \mathbf{E}_0$, $\mathbf{k} \in YZ$ (2.2.9):

для ТЕ-волны при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$: $k_{\perp} \equiv k_y$, $\omega_A \equiv \omega_0$, $\omega_B \equiv (1+4\pi T_x)\omega_0$,

$\omega_C \equiv \omega_{\varepsilon}$, $\varepsilon_{xx}(\omega_{\varepsilon})=0$, ω_{γ} - решение $\gamma^2 = \varepsilon_{xx}\mu_{yy}$;

для ТМ-волны при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OZ$: $k_{\perp} \equiv k_y$, $\omega_A \equiv \omega_0$, $\omega_B \equiv (1+4\pi T_x)\omega_0$, $\omega_B \equiv \omega_{\varepsilon}$,

$\omega_C \equiv (1+4\pi T_x)\omega_0$, ω_{γ} - решение $\gamma^2 = \varepsilon_{yy}\mu_{xx}$;

для ТМ-волны при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$: $k_{\perp} \equiv k_z$, $\omega_A \equiv \omega_{0x}$, $\omega_B \equiv \omega_{\varepsilon}$, $\varepsilon_{xx}(\omega_{\varepsilon})=0$,

$\omega_C \equiv (1+4\pi T_x)\omega_{0x}$, ω_{γ} - решение $\gamma^2 = \varepsilon_{zz}\mu_{xx}$).

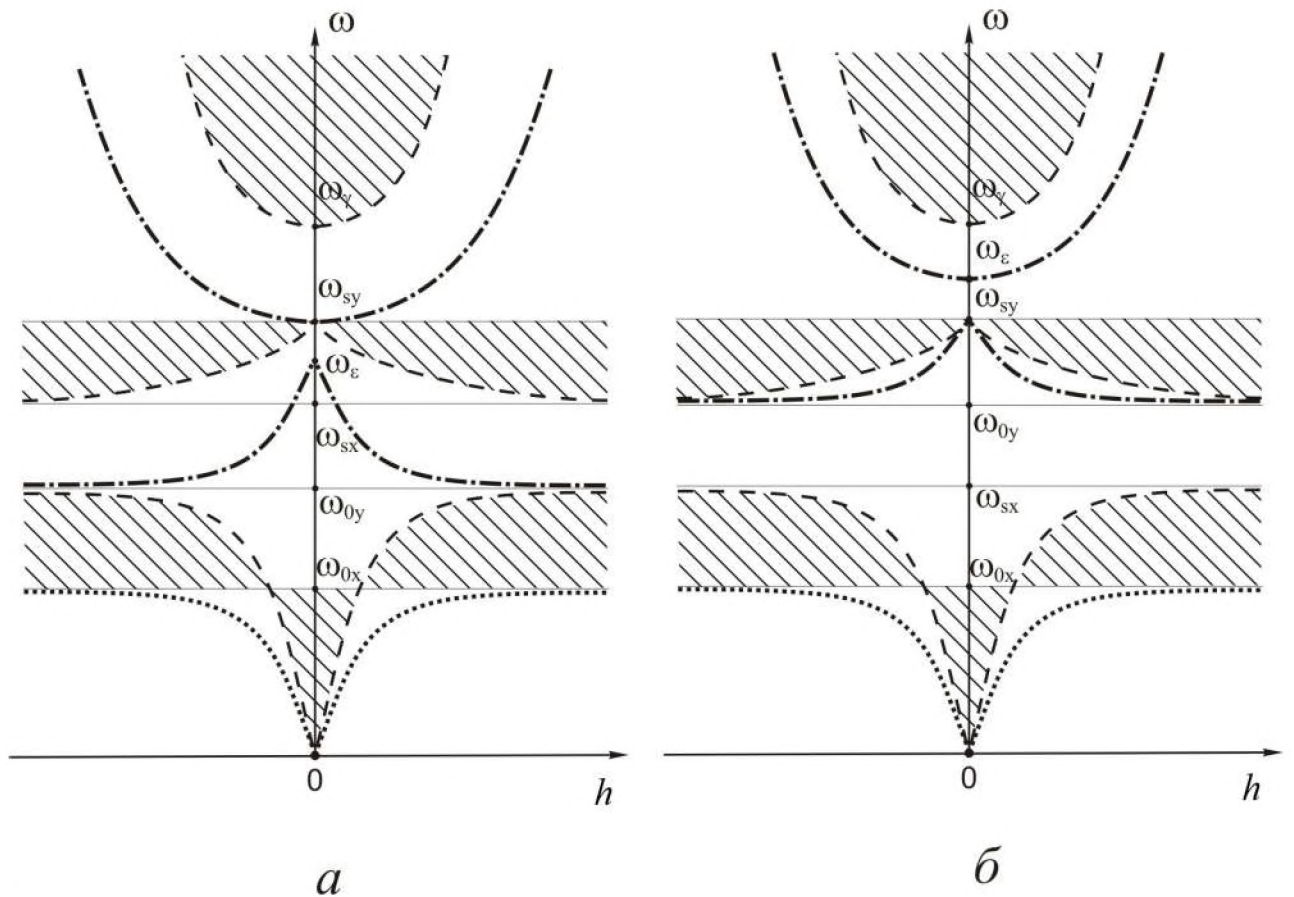


Рисунок 4. Области существования объемных и эванесцентных ТЕ- волн в ЦС ЛО АФМ при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel OY$, $\mathbf{l}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$ (штрихпунктирная и точечная линии – спектры ОПВ, отвечающие (2.2.11)), $\omega_{sx} \equiv (1+4\pi T_x)\omega_{0x}$, $\omega_{sy} \equiv (1+4\pi T_y)\omega_{0y}$, $\varepsilon_{xx}(\omega_{\varepsilon})=0$, ω_{γ} - решение $\gamma^2 = \varepsilon_{zz}\mu_{xx}$): а) при $E_0 < E_c$, б) при $E_0 > E_c$.

П.6 Области существования объемных и эванесцентных волн ТМ- (ТЕ-) типа и соответствующих ОПВ в нескомпенсированном ЛО АФМ в постоянном внешнем электрическом поле. Геометрия Фогта

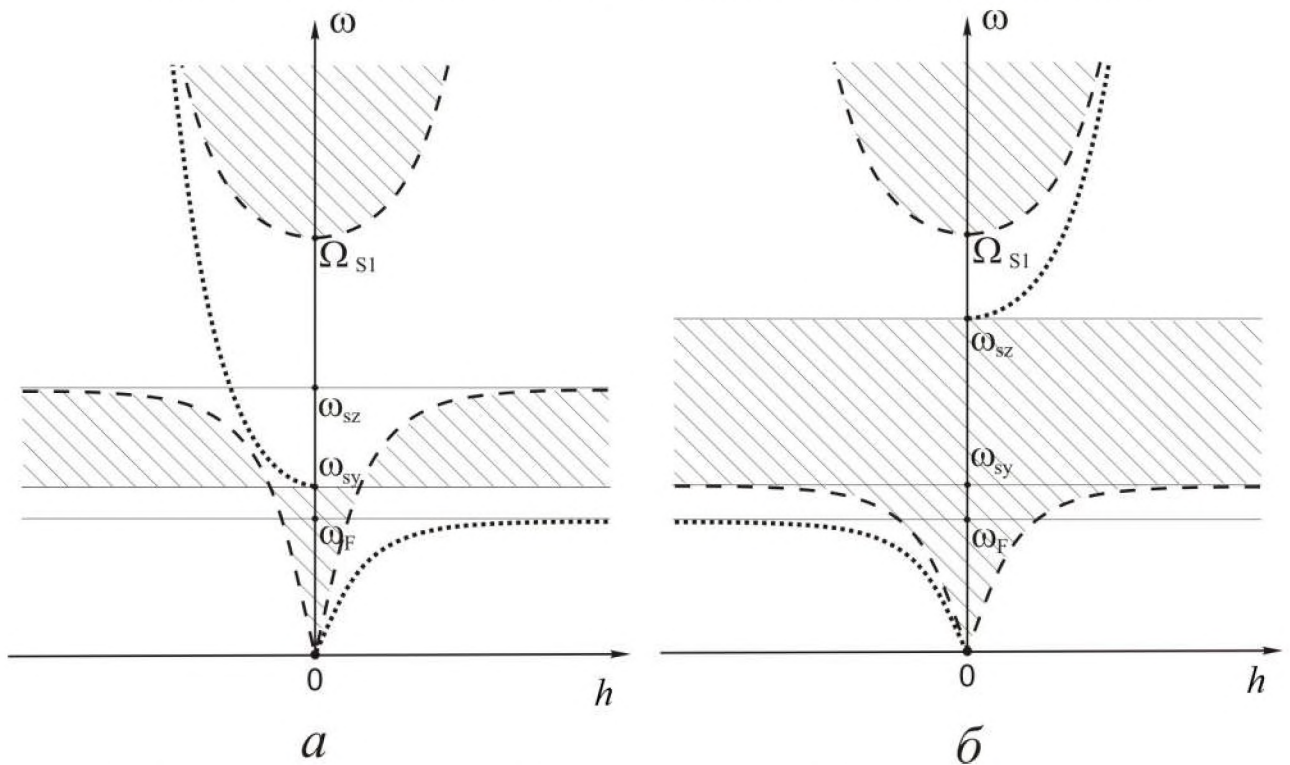


Рисунок 1. Области существования объемных (заштрихованные) и эванесцентных (незаштрихованные) ТЕ-волн в нескомпенсированном ЦС АФМ для $|\mathbf{E}_0|=0$, $\mathbf{m}_0 \parallel OX$, $\mathbf{l}_0 \parallel OY$, $\mathbf{k} \in YZ$. Точечная линия - спектр ОПВ: а) для $\mathbf{q} \parallel OY$, б) для $\mathbf{q} \parallel OZ$.

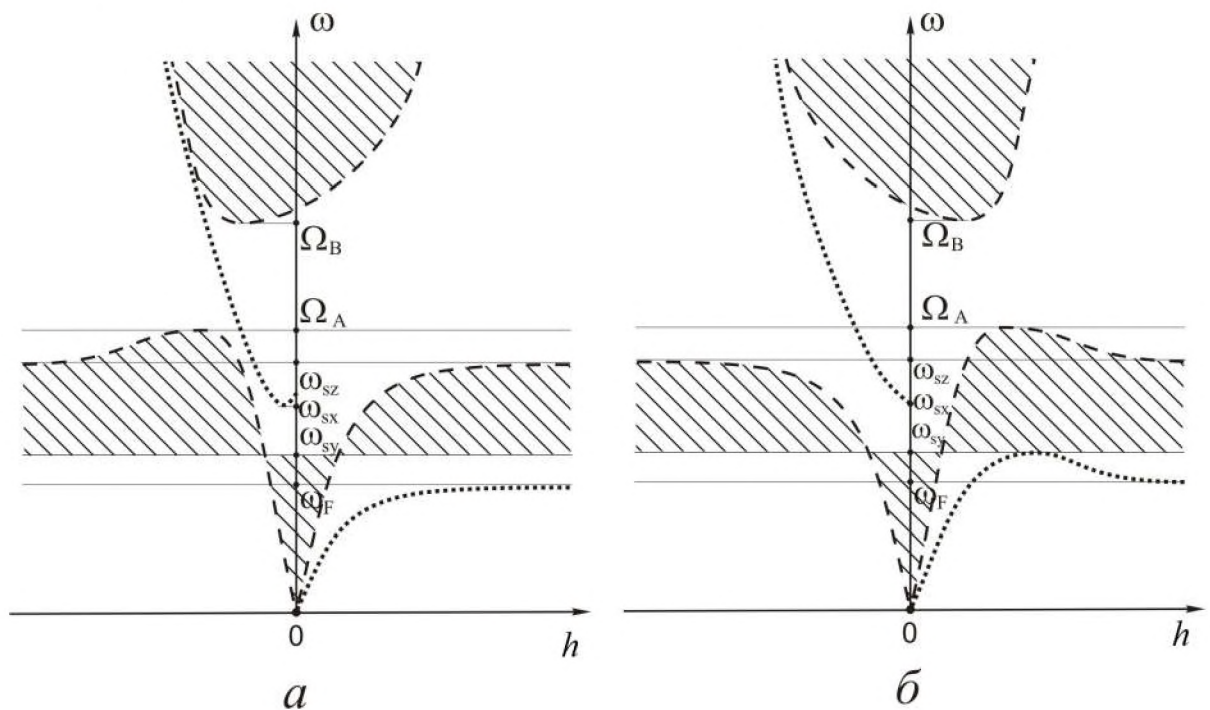


Рисунок 2. Области существования объемных и эванесцентных ТЕ-волн в нескомпенсированном ЦС АФМ для $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY$, $\mathbf{m}_0 \parallel OX$. Характеристические частоты определяются из уравнений $\mu_{yy}(\omega_{sy}) = 0$, $\mu_{zz}(\omega_{sz}) = 0$, $\varepsilon_{xx}(\omega_{sx}) = 0$, $\mu_{yy}(\Omega_{s1})\mu_{zz}(\Omega_{s1}) - \mu_*^2(\Omega_{s1}) = 0$, $\varepsilon_{xx}(\Omega_{s2})\mu_{zz}(\Omega_{s2}) - \bar{\beta}_2^2(\Omega_{s2}) = 0$. $\Omega_A = \min\{\Omega_{s1}, \Omega_{s2}\}$, $\Omega_B = \max\{\Omega_{s1}, \Omega_{s2}\}$. Точечная линия - спектр ОПВ: а) для $(\mathbf{E}_0\mathbf{q}) > 0$, б) для $(\mathbf{E}_0\mathbf{q}) < 0$.

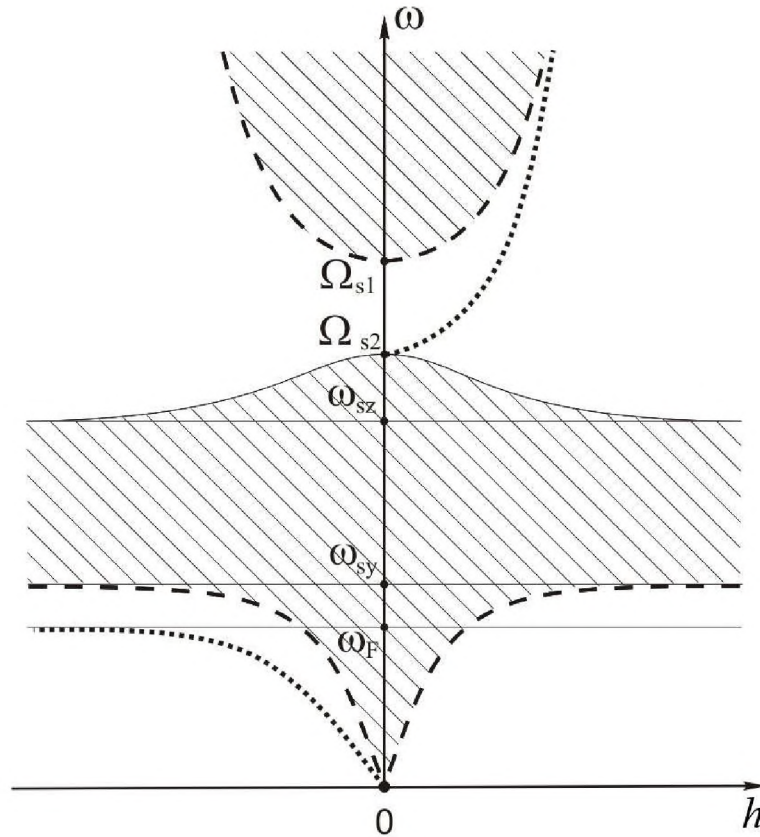


Рисунок 3. Области существования объемных и эванесцентных ТЕ-волн в нескомпенсированном ЦС АФМ для $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY$, $\mathbf{q} \parallel OZ$, $\mathbf{m}_0 \parallel OX$. Точечная линия - спектр ОПВ,.

П.7. Области существования и линии максимального усиления эффекта Гуса–Хенхен в некомпенсированном ЛО АФМ в постоянном внешнем электрическом поле. Геометрия Фогта

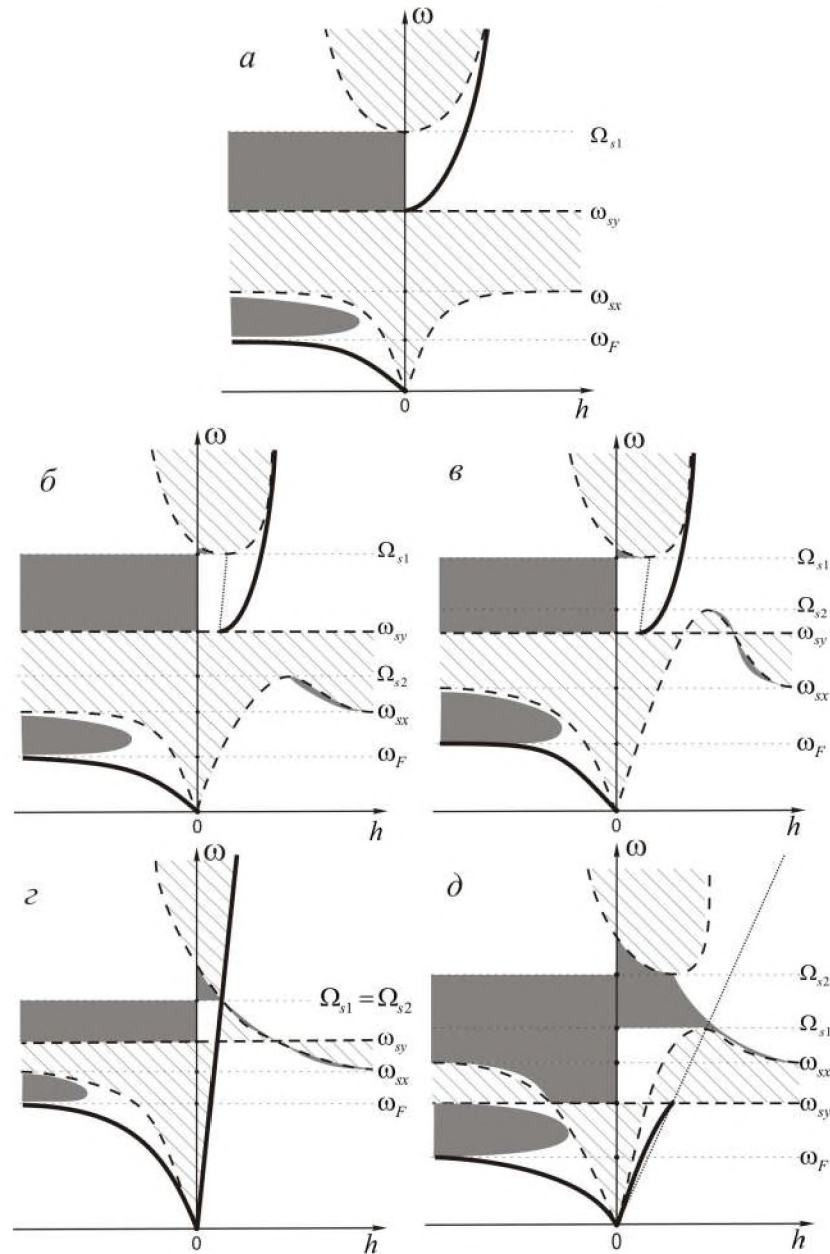


Рисунок 1. Варианты сосуществования объемных ($[\eta_s]^{>0}$, заштрихованные участки) и эванесцентных ($[\eta_s]^{<0}$, незаштрихованные участки) волн ТЕ-типа для границы «ЛО АФМ – оптически более плотный немагнитный диэлектрик» при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0$, $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$, $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) > 0$. Сплошная жирная линия - спектр ОПВ (3.3.7). Участки с заливкой - $(\mathbf{Sb}) < 0$, участки без заливки - $(\mathbf{Sb}) > 0$.
 а) $|\mathbf{E}_0| = 0$; б) $\Omega_{s1} > \omega_{sy} > \Omega_{s2} > \omega_{sx}$; в) $\Omega_{s1} > \Omega_{s2} > \omega_{sy} > \omega_{sx}$; г) $\Omega_{s1} = \Omega_{s2} > \omega_{sy} > \omega_{sx}$; д) $\Omega_{s2} > \Omega_{s1} > \omega_{sx} > \omega_{sy}$.

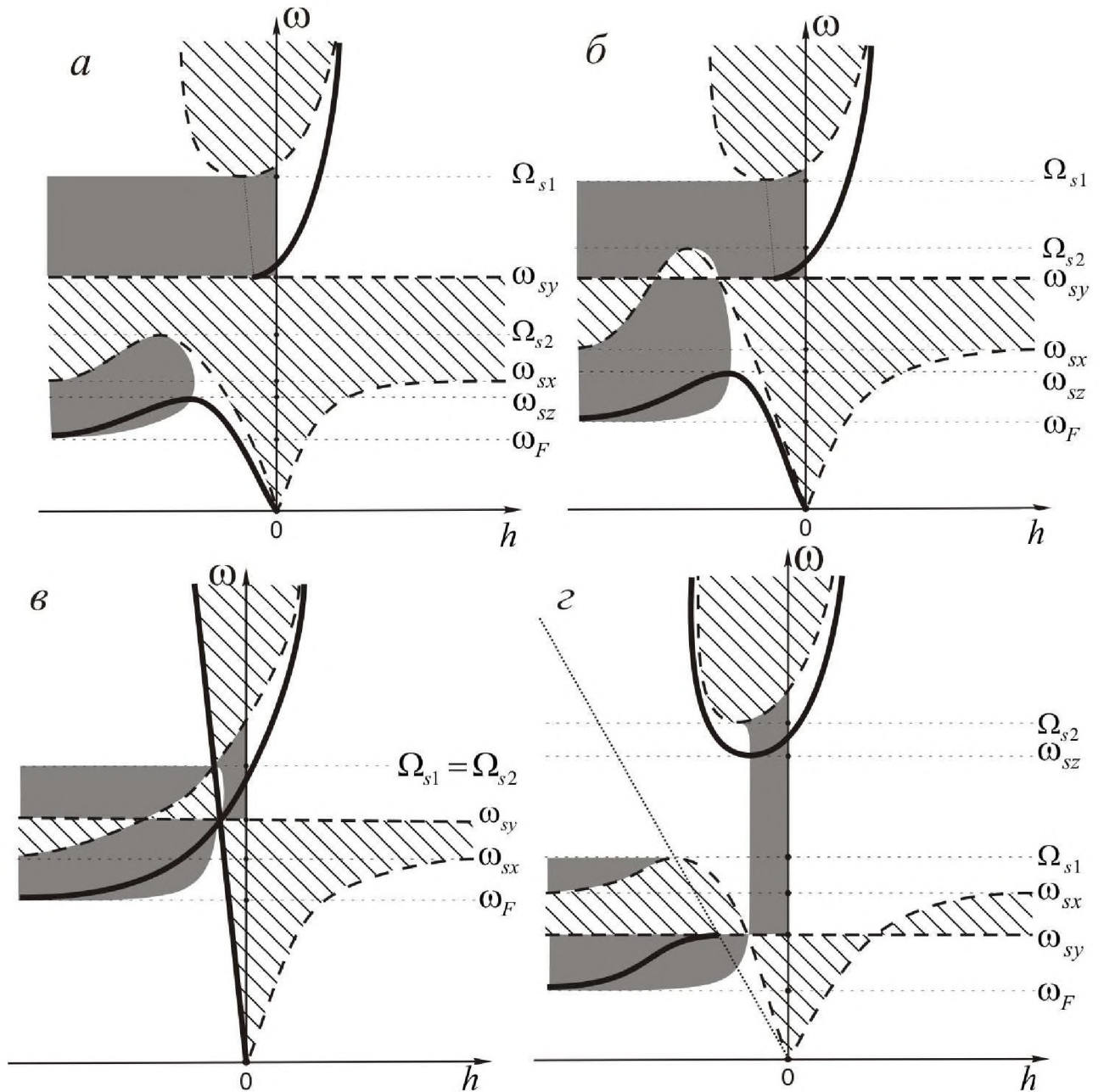


Рисунок 2. Варианты сосуществования объемных ($[\eta_s^*]^2 < 0$, заштрихованные участки) и эванесцентных ($[\eta_s^*]^2 > 0$, незаштрихованные участки) волн ТЕ-типа для границы «ЛЮ АФМ – оптически более плотный немагнитный диэлектрик» при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0$, $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q}$, $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) < 0$. Сплошная жирная линия – спектр ОПВ (42). Участки с заливкой - $(\mathbf{Sb}) < 0$, участки без заливки - $(\mathbf{Sb}) > 0$. а) $\Omega_{s1} > \omega_{sy} > \Omega_{s2} > \omega_{sx}$; б) $\Omega_{s1} > \Omega_{s2} > \omega_{sy} > \omega_{sx}$; в) $\Omega_{s1} = \Omega_{s2} > \omega_{sy} > \omega_{sx}$; г) $\Omega_{s2} > \Omega_{s1} > \omega_{sx} > \omega_{sy}$.

П.8. Условия полуволнового прохождения плоских объемных волн ТМ- (ТЕ-) типа через слой ЛО АФМ в скрещенных магнитном и электрическом полях

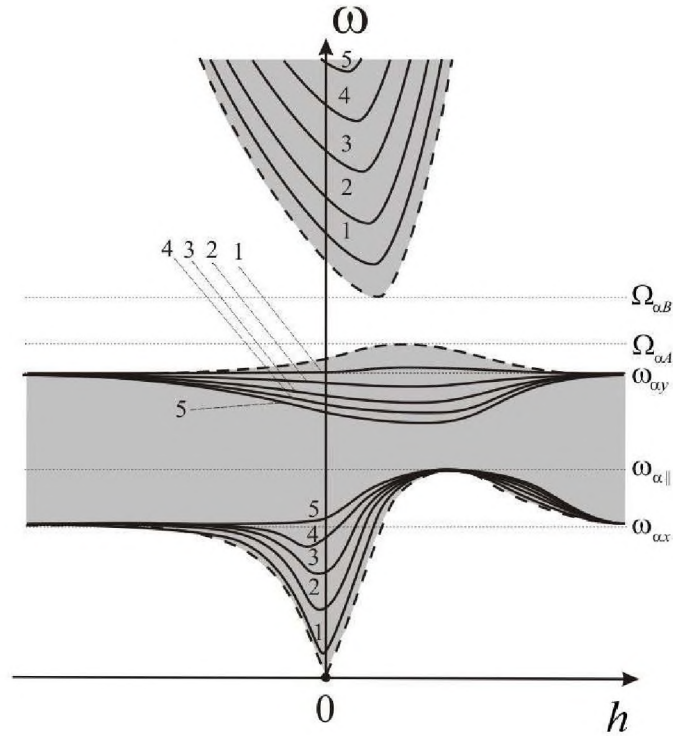


Рисунок 1. Спектры нормальных объемных магнитных поляритонов (сплошные нумерованные линии $\nu = \overline{1,5}$) полуволнового АФМ слоя при $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \in XY$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{H}_0 \parallel OZ$ в случае (4.1.16). Тонированные области отвечают объемным волнам, тогда как области свободные от тонировки соответствуют эванесцентным волнам. Граница между областями – пунктирная линия 1 определяется из (4.1.17)- (4.1.18) как $\nu = 0$.

П.9. Азимутальная зависимость спектра объемных МЭ магнонов в слое скомпенсированного ЦАС АФМ

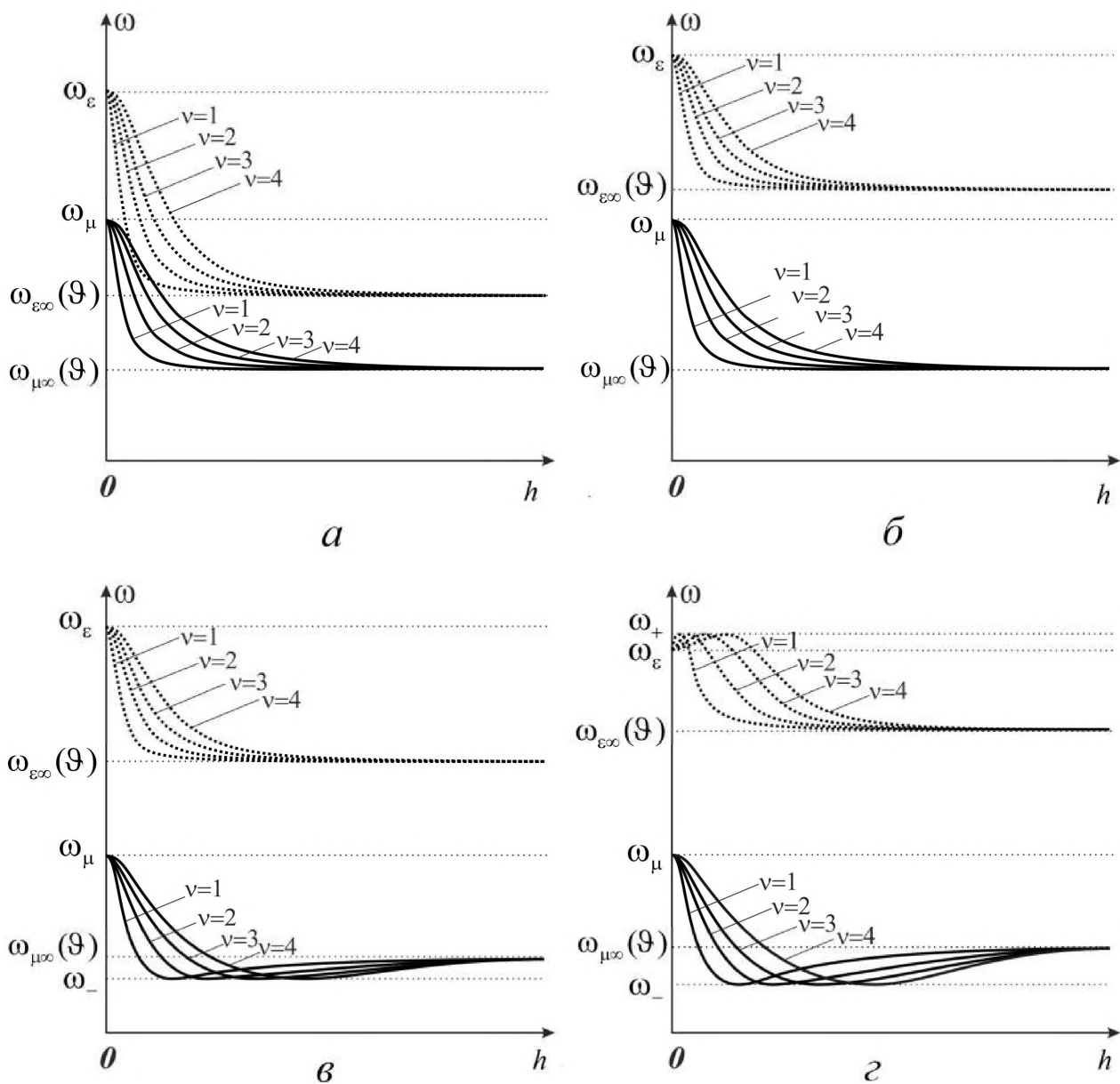


Рисунок 1. Азимутальная зависимость структуры спектра объемных МЭ дипольных магнонов (4.4.14)–(4.4.15), (4.4.24) от угла ориентации волнового вектора h ($\text{tg} \vartheta = k_y/k_z$) в плоскости слоя ЛО АФМ ($\mathbf{l} \parallel OZ$) с центром антисимметрии (4.4.7)–(4.4.9), нормалью к поверхности $\mathbf{q} \parallel OX$ и граничными условиями (4.4.11): а) $0 < \vartheta < \vartheta_*$, б) $\vartheta_* < \vartheta < \vartheta_-$, в) $\vartheta_- < \vartheta < \vartheta_+$, г) $\vartheta_+ < \vartheta < \pi/2$.