Микро- и наноэлектроника. Физика конденсированного состояния

Micro- and nanoelectronics. Condensed matter physics

УДК 530.1: 577.3
https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-3-24-39

CC BY

НАУЧНАЯ СТАТЬЯ

Излучение сверхбыстрых точечных диполей, равномерно движущихся вблизи хиральных сред

В.Н. Каданцев @

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия
@Автор для переписки, e-mail: appl.synergy@yandex.ru

Резюме. Обсуждаются особенности излучения сверхбыстрых точечных сгустков заряженных частиц, равномерно движущихся вблизи границ раздела с гиротропной средой. Показано, что некоторые типы электромагнитных излучений – переходное и/или черенковское излучение, обладают характеристиками суперхиральных полей и, следовательно, могут быть эффективно использованы для исследования хиральных структур (например, для обнаружения кругового дихроизма, частотных характеристик показателей преломления), различных материалов и, в том числе, биоматериалов. Сверхбыстрые (релятивистские) частицы могут служить «инструментом» не только для изучения структуры различных материалов, но и использоваться в качестве «генераторов» квазичастиц, определяющих «динамические» свойства исследуемых материалов, а также особенностей их взаимодействия с излучениями различной природы и отклика на внешние воздействия. В работе рассматриваются некоторые типы циркулярно-поляризованных ЭМ-волн, распространяющихся в оптически активных (магнитоактивных, естественноактивных, гиротропных и хиральных) средах. С помощью обобщенной теоремы взаимности для сред, характеризуемых эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости, рассмотрены переходное и черенковское излучения, возбуждаемые равномерно движущимся сгустком заряженных частиц при пересечении им (или перемещении вдоль) границы раздела сред, одна из которых – оптически активная гиротропная среда. Показано, что суперхиральные электромагнитные поля переходного и черенковского излучений диполей могут служить источником хиральных коллективных возбуждений в магнитоактивных и естественноактивных средах. Исследованные механизмы взаимодействия электромагнитного излучения с хиральными материалами (структурами и средами) – один из возможных физических подходов к решению проблемы возникновения хиральной чистоты биосферы и выяснению фактора дерацемизации органической первобытной среды. Изложена новая гипотеза, предполагающая, что сверхвысокоскоростные сгустки заряженных частиц космического происхождения могут служить причиной дерацемизации предбиосферы.

Ключевые слова: теорема взаимности, магнитоактивная среда, черенковское излучение, переходное излучение, геликон, хиральность, квазичастицы, дерацемизация

• **Поступила:** 09.09.2020 • **Доработана:** 21.12.2020 • **Принята к опубликованию:** 29. 03.2021

Для цитирования: Каданцев В.Н. Излучение сверхбыстрых точечных диполей, равномерно движущихся вблизи хиральных сред. *Российский технологический журнал*. 2021;9(3):24–39. *https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-3-24-39*

Прозрачность финансовой деятельности: Автор не имеет финансовой заинтересованности в представленных материалах или методах.

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

© Каданцев В.Н., 2021

RESEARCH ARTICLE

The radiation from ultrafast point dipoles, moving uniformly near chiral media

Vasiliy N. Kadantsev @

MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia
@ *Corresponding author, e-mail: appl.synergy@yandex.ru*

Abstract. The article discusses the features of the radiation of ultrafast point clusters of charged particles moving uniformly near a gyrotropic medium interface. It is shown that some types of electromagnetic radiation – transient and/or Cherenkov radiation – have the characteristics of superchiral fields. Therefore, they can be effectively used to study chiral structures (for example, to detect circular dichroism, the frequency characteristics of refractive indices), various materials, including biomaterials. Ultrafast (relativistic) particles can serve as a «tool» not only for studying the structure of various materials. They can also be used as «generators» of quasiparticles that determine the «dynamic» properties of the materials under study, as well as the features of their interaction with radiation of various nature and response to external influences. In this paper, some types of circularly polarized EM waves propagating in optically active (magnetoactive, naturally active, gyrotropic, and chiral) media are considered. Using the generalized reciprocity theorem for media characterized by the Hermitian permittivity tensor, we consider the transient and Cherenkov radiation excited by a uniformly moving bunch of charged particles when it crosses (or moves along) the interface of media, one of which is an optically active gyrotropic medium. It is shown that the superchiral electromagnetic fields of the transition and Cherenkov radiation of dipoles can serve as a source of chiral collective excitations in magnetoactive and naturally active media. The investigated mechanisms of interaction of electromagnetic radiation with chiral materials (structures and media) are one of the possible physical approaches to solving the problem of the chiral purity of the biosphere and to elucidate the factor of deracemization of the organic primeval environment. A new hypothesis is presented, suggesting that ultra-high-speed clumps of charged particles of cosmic origin can cause deracemization of the prebiosphere.

Keywords: remote sensing of the Earth, spacecraft, images of Earth landscapes, mathematical model, compensation of kinematic image blurring, angular velocity

• **Submitted:** 09.09.2020 • **Revised:** 21.12.2020 • **Accepted:** 29. 03.2021

For citation: Kadantsev V.N. The radiation from ultrafast point dipoles, moving uniformly near chiral media. *Rossiiskii tekhnologicheskii zhurnal = Russian Technological Journal*. 2021;9(3):24–39 (in Russ.). *https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-3-24-39*

Financial disclosure: The author has no a financial or property interest in any material or method mentioned.

The author declares no conflicts of interest.

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшим объектом исследований современной физики являются различные материалы и структуры, в том числе и биологические. В первую очередь, это связано с появлением искусственно сконструированных (нано)материалов и становлением ядерной медицины. Известно, что в веществе могут происходить коллективные многочастичные физические процессы. Им соответствуют квазичастицы, которые определяют динамические свойства этих материалов и структур. Число известных квазичастиц с каждым годом увеличивается вместе с появлением новых искусственно сконструированных (нано)материалов. Эксперименты с квазичастицами могут продвинуть современную физику и наше понимание свойств различных материалов на качественно новый уровень, но для этого необходимы конкретные и весьма труднодостижимые условия. Конечной целью этих исследований является создание теории конденсированных состояний вещества, значимость которой для науки и практики человечества трудно переоценить. Однако такую теорию невозможно создать умозрительно, из некоторых общих принципов. Опыт физики показывает, что этого почти никогда не бывает. Для создания теории конденсированных состояний вещества, по-видимому, недостаточно имеющегося фактического материала и требуются эксперименты, основанные

на исследовании особенностей излучения в веществе частиц высокой энергии. Как и при пользовании микроскопом (обычным или электронным), о структуре наблюдаемого объекта по картине рассеяния на нем потока частиц – световых квантов в оптическом микроскопе или электронов – в электронном, мы можем судить по рассеянию и излучению частиц высокой энергии. Источником сверхбыстрых частиц могут служить, например, ускорители, космическое излучение (потоки космических частиц) и пр. Ускорители заряженных частиц – это микроскопы современной физики. В этом смысле электронный микроскоп – тоже ускоритель [1]. Теоретическим пределом разрешения всякого микроскопа является, как известно, длина волны света или дебройлевской волны используемого потока частиц. Чем выше энергия частицы, тем короче длина волны. При этом сверхбыстрые (релятивистские) частицы могут служить «инструментом» не только для изучения *структуры различных материалов, но и являются «генераторами» квазичастиц, определяющих «динамические» свойства* исследуемых материалов, особенности их взаимодействия с излучениями различной природы и отклика на внешние воздействия. Важно отметить, что указанные особенности взаимодействия (характер рассеяния, энергетических потерь и/или условия возбуждения квазичастиц) различных излучений с исследуемыми структурами определяются не только энергетическими и спектральными параметрами электромагнитного поля излучения, но и «конфигурационным соответствием» – симметрией, поляризацией, скоростью распространения и др.

В реальных условиях характеристики излучения будут, вероятно, определяться сразу несколькими процессами и обстоятельствами, в частности неоднородностью среды, изменениями ее свойств во времени и т.д. Только конкретный анализ может в каждом случае выявить, какой из механизмов излучения доминирует. «Поэтому возможность использования быстрых частиц и создаваемого ими излучения (переходного, черенковского) в качестве зонда хотя и не представляется заманчивой, но *о ней не следует забывать*» [2]. Это замечание, сделанное 45 лет назад нобелевским лауреатом академиком В.Л. Гинзбургом, актуально и сегодня.

При движении быстрых заряженных частиц через металлы, полупроводники, т.е. твердые тела, имеющие слабосвязанные с ионами электроны, генерируются элементарные возбуждения – *экситоны, плазмоны* – кванты продольных волн, связанных с коллективным движением электронов относительно тяжелых ионов в твердых телах [3]. Начиная с первого успешного подтверждения существования поверхностных плазмонов [4–7] в тонких металлических пленках, возбуждение плазмонов быстрыми электронами широко используется в спектроскопии потери энергии электрона (EELS) для исследования плазмонных свойств ультратонких или двумерных, электронных систем, включая графеновые плазмоны.

Кроме *плазмонов*, в плазме и твердых телах – металлах и полупроводниках, имеющих слабосвязанные с ионами электроны, находящихся в магнитном поле, существуют *геликонные* волны или просто *геликоны*, которые являются одними из ряда коллективных движений электронов. Такая волна представляет собой низкочастотное (электромагнитное – ЭМ) возбуждение некомпенсированной плазмы *в магнитном поле* [8–12]. В отличие от газовой плазмы, свойства твердотельной плазмы и среда, в которой она находится, в гораздо большей степени поддаются нашему контролю. Поэтому изучение плазмы твердого тела не только представляет самостоятельный интерес, но и полезно для проверки теории идеальной плазмы. Кроме того, в плазме твердого тела существуют явления, не имеющие аналогов в газовой плазме. Эти эффекты связаны с особенностями электронной структуры твердого тела, и изучение волн, связанных с коллективным движением электронов, может дать важную информацию об этих особенностях. Речь, в частности, идет об электромагнитных геликонных волнах. В то время как первые работы по изучению геликонных волн были направлены на понимание их свойств, в более поздних экспериментах геликонные волны использовались в качестве инструмента для изучения некоторых электронных свойств реальных металлов в магнитном поле [9, 11]. Особенностью этого типа плазменных волн является их *хиральность*. Вид геликонной волны в замагниченной плазме (рис. 1 [13]) отражает проявления хиральности в коллективных явлениях в магнитоактивных средах, таких как газовая и твердотельная плазма, помещенная в магнитное поле.

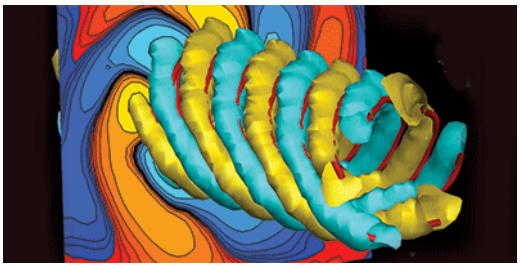


Рис. 1. Вид геликонной волны в замагниченной плазме [13]

Хиральными (или зеркально антиподными – *энантиомерами*) называются объекты, не обладающие центром и плоскостью инверсии. Такие объекты могут существовать в двух формах – правой и левой. Если такой объект отразить в зеркале, то получится объект, несовместимый в пространстве с исходным,

как левая и правая руки (греч. χειρ – рука) (рис. 2). Отсюда, кстати, происходит и термин «хиральность».

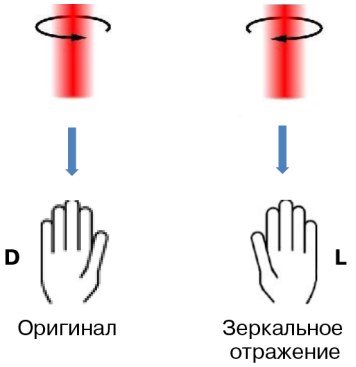


Рис. 2. Зеркальные антиподы – энантиомеры

Как известно, при попадании интенсивного света (ЭМП) на твердые тела образуются экситоны (выбитые из их мест светом отрицательно заряженные электроны) и оставленные на «их месте» положительно заряженные дырки. Недавно обнаружены квазичастицы, которые состоят из связанных частиц и античастиц, вращающихся вокруг друг друга на поверхности твердых тел. Авторы этого исследования назвали их «*хиральными поверхностными экситонами*» (рис. 3) [14].

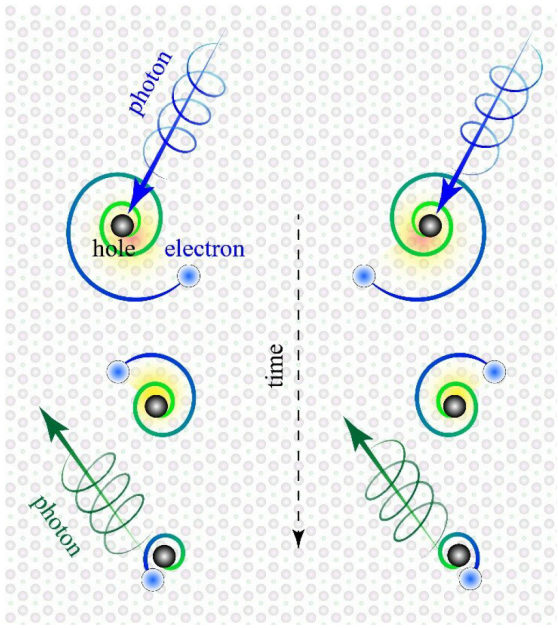


Рис. 3. Хиральные поверхностные экситоны [14]

Команда физиков из США, Сингапура, Тайваня и Японии обнаружила, что в некоторых слоистых материалах имеет место хиральность, которой можно управлять с помощью ЭМП с различной поляризацией [15]. Такой эффект авторы обнаружили у диселенида титана $TiSe_2$. Обычно этот материал содержит равное количество участков электронной плотности с правым и левым вращениями и его «хиральность» обусловлена не расположением атомов, а распределением электронной плотности. Из результатов данной работы следует, что это отношение можно изменить, воздействуя на материал светом с разной поляризацией и, следовательно, оптическое излучение с известной поляризацией может помочь выяснить хиральность материала.

Некоторые органические молекулы, включая содержащиеся в живых организмах, могут находиться в двух формах, которые относятся друг к другу как зеркальные отражения. Это также проявление хиральности. Пара таких хиральных объектов или систем называется энантиоморфами (или энантиомерами) для данного типа молекул. Энантиомеры в большинстве случаев идентичны, и только при взаимодействии с другими хиральными объектами они становятся различимыми [16–23].

Все наиболее важные вещества, из которых построены живые организмы, состоят из диссимметричных, или, как принято говорить, хиральных, молекул, которые могут существовать в двух зеркально-симметричных формах. При этом вещества, составляющие конституциональную основу структуры и несущие основные жизненные функции, во всей биосфере встречаются в организмах преимущественно в одной из этих двух форм. Следствием неравного количества молекул двух указанных форм в веществе и является вращение этим веществом плоскости поляризации света. Таким образом, оптическая активность, которая обнаруживается в живой материи, является индикатором определенной диссимметрии этой материи.

Циркулярно поляризованный свет (CPL) также является примером хирального объекта, и существует множество оптических явлений, обычно называемых *оптической активностью,* происхождение которых можно свести к различной реакции молекул на правый и левый циркулярно поляризованный свет. Одним из примеров таких эффектов является магнитно-оптическое вращение, вращение плоскости поляризации линейно поляризованного пучка при его распространении в хиральной среде, которое может быть описано в терминах *различных показателей преломления* для двух типов CPL. Другой пример – *круговой дихроизм* (*CD*), *различная скорость поглощения* хиральных молекул в присутствии левого и правого циркулярно поляризованного света, который преобразует линейно поляризованный пучок в эллиптически поляризованный. Оба явления сосуществуют в частотных областях, которые представляют поглощение. Зачастую такие две формы одной молекулы – энантиомеры имеют различные «оптические» свойства.

Структура биологических материалов – структурный порядок биополимеров, таких как белки, определяет физические и химические свойства и взаимодействия биологических систем с окружающей средой и, следовательно, является критическим параметром в ряде биологических проблем. И наиболее важным в ряду таких параметров является *хиральность* биологических макромолекул. Зеркальные изомеры (энантиомеры) таких молекул обычно называют «левыми» и «правыми» изомерами и в биофизической литературе обозначают их буквами L (от лат. *laevo* – левый) и D (от лат. *dextro* – правый). Этими символами мы и будем пользоваться в дальнейшем.

Соотношение молекул с различным типом хиральности в хиральной среде часто характеризуют «параметром порядка» $\eta = (L - D)/(L + D)$, где L и D – концентрации энантиомеров. Большинство важных молекулярных строительных блоков жизни, таких как аминокислоты и сахара, существуют в виде левого L ($\eta = 1$), или правого D ($\eta = -1$), изомеров (энантиомеров). Одна из самых значимых особенностей жизни заключается в том, что, как отмечалось выше, большинство этих молекул относятся вообще только к одному типу хиральности, при том, что многие химические процессы, проводимые в лабораторных условиях для получения этих веществ, не отдают предпочтения какой-либо конкретной форме хиральности, т.е. результатом таких химических процессов – продуктом, являются *рацемические* смеси ($\eta = 0$). Способность к достижению хирально-селективного синтеза – хиральная индукция ($\eta \neq 0$), имеет большое значение в стереохимии, молекулярной биологии и фармакологии.

Тот факт, что живые организмы используют лишь один из двух зеркальных изомеров и совершенно не используют другой (в нуклеиновых кислотах содержатся лишь D-изомеры сахаров, а в ферментах – лишь L-изомеры аминокислот), до сих пор представляет собой интригующую загадку и указывает на то, что фактор «хиральной чистоты» играет важную, если не решающую роль в жизни. Этот феномен – нарушение зеркальной симметрии молекулярной основы жизни, по-видимому, первый и один из самых ярких примеров нарушения симметрии в естествознании. Несмотря на множество идей о происхождении химической хиральности, удовлетворительного объяснения этому не было найдено. Вопрос о хиральности молекул в живых организмах – казалось бы, узко биохимический вопрос, вырос в крупную и очень разностороннюю проблему физики и биологии, до сего времени не решенную, а вопрос о диссимметрии живых систем, в значительной мере, перешел в компетенцию физики, вплоть до построения теорий, объясняющих всю «сложность» нашего мироздания хиральностью его базовых элементов [24–31].

Зондирование структурного порядка в биопластах является сложной задачей, учитывая необходимую высокую чувствительность в случае малых количеств материала, что делает обычные инструменты биоструктурного зондирования неэффективными. Известные спектроскопические методы для рутинного быстрого контроля структурного порядка в биопластах обычно применяются только для моделирования однокомпонентных систем, обладающих сложными спектрами (спектрограммами) со многими перекрывающимися полосами, которые очень чувствительны к ориентации. Поэтому такие методы не являются универсальными и не могут быть применены к реальным многокомпонентным биопластам.

Одним из наиболее перспективных путей решения проблем, связанных с разработкой методов зондирования структурного порядка в хиральных плазмонных наноструктурах и биоматериалах, является создание электромагнитных «ближних полей» вокруг хиральных структур и молекул, которые характеризуются значительной хиральной асимметрией (рис. 4). Степень асимметрии таких ЭМП удобно характеризовать параметром [24]:

$$\alpha = \frac{E_{\mathrm{L}}^2 - E_{\mathrm{D}}^2}{E_{\mathrm{L}}^2 + E_{\mathrm{D}}^2}, \qquad (1)$$

где E_{L}, E_{D} – значения векторов напряженности электрического лево- и право- поляризованных составляющих хирального ЭМП. Степень асимметрии ЭМП, проявляющих бóльшую хиральную асимметрию, чем циркулярно поляризованный свет в свободном пространстве ($|\alpha| = 0$), называют суперхиральными полями (по терминологии авторов – *superchiral fields, superchirality* [17], $|\alpha| > 0$). В суперхиральной спектроскопии измеряются асимметричные спектральные сдвиги, вызванные хиральными молекулами; они возникают из-за *различия эффективных показателей преломления для левого* E_{L} *и правого* E_{D} *суперхиральных полей*. Эта спектроскопия основана на том же принципе, что и для датчика поверхностного плазмонного резонанса [4], то есть на зависимости спектральных положений плазмонных резонансов от диэлектрических сред на поверхностях наноструктур. Асимметрия вызванного хиральностью спектрального сдвига пика должна быть максимальной, когда хиральная асимметрия ближнего ЭМП достигает максимальных значений. В работе [13] путем численного моделирования продемонстрирована эффективность суперхиральных полей, генерируемых хиральными наноструктурами для

исследования структурного порядка белковых молекул в сложных многокомпонентных биологических слоях, которые используются в реальных сложных биологических интерфейсах и в биосенсинге. Для этого авторы исследовали характер взаимодействия света с веществом в зависимости от электрического и магнитного векторов поля оптического пучка, а также электрических и магнитных дипольных моментов хиральных молекул иммуноглобулина и, соответственно, их поляризуемости.

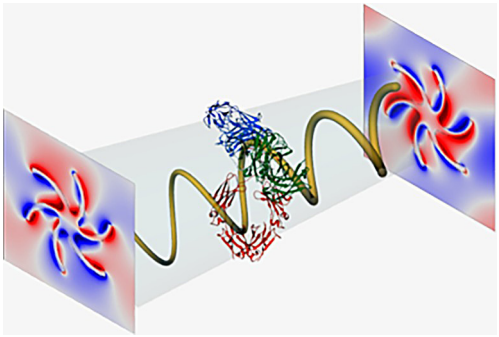


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая метод зондирования структурного порядка в хиральных плазмонных наноструктурах и биоматериалах путем создания электромагнитных «ближних полей» [24]

В данной работе рассматриваются особенности в излучении ЭМ-полей сверхбыстрыми точечными диполями, равномерно движущимися в оптически активных (магнитоактивных, гиротропных и хиральных) средах при наличии границ раздела между оптически активной средой и диэлектриком. Показано, что некоторые типы оптических излучений – переходное и/или черенковское излучение, обладают характеристиками суперхиральных полей и, следовательно, могут быть эффективно использованы для исследования хиральной структуры (например, для обнаружения кругового дихроизма, частотных характеристик показателей преломления) различных материалов и, в том числе, различных биоматериалов.

1. ИЗЛУЧЕНИЕ СГУСТКА ЗАРЯДОВ, ОБЛАДАЮЩЕГО СОБСТВЕННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И/ИЛИ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ, ДВИЖУЩЕГОСЯ С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ В ГИРОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Как известно, *излучение Вавилова – Черенкова* (ниже – В.–Ч.) имеет место, если заряд (или другой источник с равной нулю собственной частотой, например, постоянный электрический или магнитный диполь) *равномерно* движется со скоростью **v**, превышающей фазовую скорость света в рассматриваемой прозрачной среде $c_ф = c/n(\omega)$, где $n(\omega = \sqrt{\epsilon\mu})$ – показатель преломления на частоте ω [2]. При этом, если среда однородна в пространстве и не изменяется во времени, то излучение В.–Ч. является единственно возможным типом излучения равномерно движущегося заряда. Угол θ, под которым происходит излучение (угол между **v** и волновым вектором волны ***к***), определяется при этом соотношением $\cos\theta = c/vn(\omega)$.

Переходное излучение. Если среда неоднородна и/или изменяется во времени или если такая среда расположена вблизи траектории источника, ситуация существенно изменяется. Именно в таких условиях, вообще говоря, возникает переходное излучение, понимаемое в широком смысле слова и представляющее собой излучение, имеющее место при равномерном и прямолинейном движении заряда (или других источников, не обладающих собственной частотой) в неоднородной среде, в переменной во времени среде или вблизи таких сред и границ раздела между средами. При этом источник может перемещаться с постоянной скоростью $v < c_ф = c/n(\omega)$, т.е. когда излучение В.–Ч. не возникает. Разумеется, переходное излучение в общем случае может сосуществовать и интерферировать с черенковским излучением. Однако для понимания физики интересующих нас явлений естественно рассмотреть переходное и В.–Ч. излучения каждое в отдельности.

Важно отметить, что всякое излучение и, в т.ч. переходное и черенковское излучение с длиной волны λ, формируется не в точке, а в некоторой области («зоне формирования»), размер которой определяется длиной λ, но может и значительно ее превосходить [34]. Поэтому, например, эффект В.–Ч. возникает не только при движении частицы в вакууме, но и вблизи среды, в которой выполнены соответствующие условия излучения – в канале, в щели или вблизи границы раздела сред с различными оптическими свойствами) [2].

2. ЭМ-ВОЛНЫ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СРЕДАХ. СУПЕРХИРАЛЬНОСТЬ

Здесь мы рассмотрим некоторые типы циркулярно-поляризованных ЭМ-волн, распространяющихся в оптически активных (магнитоактивных**,** естественноактивных, гиротропных и хиральных) средах. Свойства таких волн и их квантов – квазичастиц, определяются электронной структурой таких материалов (сред). Разумеется, исследовав свойства этих волн и условия их генерации, мы можем получить информацию о динамических свойствах указанных материалов и сред. Кроме того, в принципе такие поля могут быть использованы для обнаружения, например, *усиленного эффекта кругового дихроизма* (суперхиральности молекулярных структур). Как отмечалось ранее, исследования взаимодействия света с веществом [17–24] выявили связь конфигурации

суперхиральных ЭМП с наведенными электрическими и магнитными дипольными моментами хиральных молекул и, соответственно, электрическими и магнитными дипольными поляризуемостями среды. Отметим, что не только дипольные, но и мультиполя более высокого порядка могут также вносить свой вклад во взаимодействие световых пучков с веществом, но мы предполагаем здесь, что эти вклады достаточно малы, чтобы ими можно было безопасно пренебречь.

Кратко рассмотрим свойства ЭМП излучения в оптически активных (естественноактивных, гиротропных и хиральных) средах на примере магнитоактивной среды – плазмы, помещенной в магнитное поле.

Находящаяся в магнитном поле плазма становится анизотропной, и ее электромагнитные свойства при пренебрежении пространственной дисперсией характеризуются зависящим от частоты тензором комплексной диэлектрической проницаемости. В отсутствии поглощения тензор диэлектрической проницаемости не является вещественным и удовлетворяет лишь условию эрмитовости

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\chi & 0 \\ i\chi & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad \varepsilon_{ij} = \varepsilon^*_{ji}, \qquad (2)$$

где * – знак комплексного сопряжения.

Находящаяся в магнитном поле среда называется магнитоактивной, причем термин «активная» (или «гиротропная») среда указывает на то, что и при отсутствии поглощения тензор $\varepsilon_{ij} = \varepsilon^*_{ji}$ не является вещественным. При отсутствии магнитного поля и пренебрежении пространственной дисперсией все среды неактивны. Однако для кристаллов без центра симметрии или для растворов молекул, не обладающих центром симметрии (например, растворов сахара), учет пространственной дисперсии приводит к появлению членов первого порядка относительно a/λ, влияние которых обычно можно учесть, вводя комплексный тензор ε_{ij} [2, 34, 35]. Соответствующие среды называют естественноактивными или просто гиротропными. В естественноактивной, но магнитоактивной среде тензор ε_{ij} является комплексным только при наличии внешнего магнитного поля. Итак, находящаяся в магнитном поле плазма является магнитоактивной средой, причем ее активность может быть сильно выражена даже в магнитных полях, которые обычно считаются весьма слабыми.

В негиротропной (неактивной) анизотропной среде тензор ε_{ij} симметричен и при отсутствии поглощения вещественен. Поэтому существуют три главных направления, в которых вектор **D** параллелен вектору **E**. В магнитоактивной среде это не так; в направлении магнитного поля $D_z = \varepsilon_2 E_z$, но $D_x \pm iD_y = (\varepsilon_1 \mp i\chi)(E_x \pm iE_y)$. Поскольку величина $\varepsilon_\pm = (\varepsilon_1 \mp i\chi)$ вещественна, отсюда следует, что в плоскости *xy* вектор **D** пропорционален **E** для постоянного по величине поля **E**, вращающегося по или против часовой стрелки. Для такого поля

$$E_x = E_0 e^{i\omega t}, \quad E_y = \mp E_0 e^{i\omega t},$$
$$\mathrm{Re}E_x = E_0 \cos\omega t, \quad \mathrm{Re}\,E_y = \pm E_0 \sin\omega t. \qquad (3)$$

Такая связь между **D** и **E** и является характерным физическим отличием гиротропной среды от негиротропной. Тензор $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{H})$ и другие аналогичные тензоры обладают рядом свойств общего характера. Например,

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{H}) = \varepsilon_{ji}(\omega, -\mathbf{k}, -\mathbf{H}). \qquad (4)$$

В условиях, когда вид тензора ε_{ij} неизвестен, использование его общих свойств может представить существенный интерес. Однако в плазме, особенно при отсутствии пространственной дисперсии, вид тензора $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{H})$ обычно известен и различные свойства симметрии или дисперсионные соотношения выполняются автоматически.

Важно отметить, что для любой анизотропной среды характерно наличие *двух нормальных волн, т.е. волн с определенной скоростью, поглощением и поляризацией.* В случае магнито- и/или оптически активной среды нормальные волны, вообще говоря, *поляризованы эллиптически*. В частном случае продольного распространения поляризация является круговой. В изотропной среде имеет место вырождение, заключающееся в том, что поперечные волны любой поляризации имеют одинаковые скорость и поглощение.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ДИПОЛЕЙ ПРИ НАЛИЧИИ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА

Далее с помощью обобщенной теоремы взаимности для сред, характеризуемых эрмитовым тензором диэлектрической проницаемости (2), (4), рассмотрим переходное или черенковское излучение – поля, возбуждаемые сторонним током (равномерно движущимся сгустком заряженных частиц) при пересечении им или перемещении вдоль границы раздела сред, одна из которых оптически активная гиротропная (хиральная) среда или металл (плазма) и феррит, помещенные в магнитное поле (рис. 5) [33, 34].

Как известно, излучение В.–Ч. сгустками зарядов, обладающими собственным электрическим и/или магнитным моментом, имеет ряд особенностей [32]. Так, например, при движении диполя в узком канале или щели в диэлектрике (рис. 4) энергия излучения существенно отличается от соответствующей величины в неограниченном пространстве, если момент диполя ориентирован перпендикулярно границе раздела. Если диполь движется равномерно в узкой щели, то излучаемая им энергия возрастает в ε^2 (ε – диэлектрическая проницаемость среды) раз, а при движении в цилиндрическом канале – в $4\varepsilon^2/(1+\varepsilon)^2$ раз по сравнению со сплошной средой [32]. В случае, когда диэлектрик обладает тензорными свойствами, естественно ожидать, что имеют место аналогичные эффекты [33].

Интересующие нас особенности в излучении сгустков заряженных частиц, обладающих дипольным электрическим и/или магнитным моментом, возникают в случае, когда диполь ориентирован под углом к границе полости (оси канала, поверхности плоской полости или плоской границе раздела двух сред). Поэтому в дальнейшем речь пойдет о сгустках заряженных частиц, обладающих только дипольными электрическим и/или магнитным моментами, называемых просто диполями. Мы уже отмечали, что излучение имеет место и при равномерном движении мультиполей более высокого порядка, но их вклад в общие потери энергии на излучение сгустков будем считать пренебрежимо малыми [35].

Положим для определенности, что одна из граничащих сред характеризуется тензором диэлектрических проницаемостей $\hat{\varepsilon}$, который описывает, например, электродинамические свойства холодной плазмы или оптически активную (гиротропную, хиральную) среду, а другая – однородный диэлектрик с диэлектрической постоянной ε_0. При этом магнитные проницаемости обеих сред $\mu_1 = \mu_2 = 1$ (рис. 6б).

Рассмотрим далее несколько частных случаев.

Получим сначала теорему взаимности в нужной нам форме. Рассмотрим среды 1 и 2, оптические свойства которых характеризуются эрмитовыми тензорами $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$, а ЭМП возбуждается системой сторонних токов $\mathbf{j}_e$ и $\mathbf{j}_m$. ЭМП, возбуждаемые этими токами, удовлетворяют следующим уравнениям Максвелла:

$$\operatorname{rot}\mathbf{E}_1 = i\frac{\omega}{c}\hat{\mu}\mathbf{H}_1 - \frac{4\pi}{A}\mathbf{j}_{m1};\ \operatorname{rot}\mathbf{E}_2^* = -i\frac{\omega}{c}\hat{\mu}^*\mathbf{H}_2^* - \frac{4\pi}{A}\mathbf{j}_{m2}^*;$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H}_1 = -i\frac{\omega}{c}\hat{\varepsilon}\mathbf{E}_1 + \frac{4\pi}{A}\mathbf{j}_{e1};\ \operatorname{rot}\mathbf{H}_2^* = i\frac{\omega}{c}\hat{\varepsilon}^*\mathbf{E}_2^* + \frac{4\pi}{A}\mathbf{j}_{e2}^*. \quad (5)$$

Учитывая эрмитовость тензоров $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$, можно показать, что имеет место соотношение

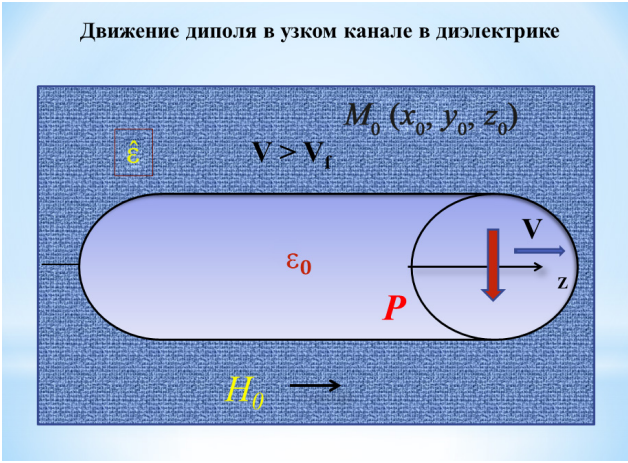
$$\operatorname{div}\left\{\left[\mathbf{E}_1\mathbf{H}_2^*\right] + \left[\mathbf{E}_2^*\mathbf{H}_1\right]\right\} = -\frac{4\pi}{\mathbf{A}}\left\{\mathbf{j}_{m1}\mathbf{H}_2^* + \mathbf{j}_{m2}^*\mathbf{H}_1 + \mathbf{j}_{e1}\mathbf{E}_2^* + \mathbf{j}_{e2}^*\mathbf{E}_1\right\}. \quad (6)$$

Интегрируя это соотношение по всему пространству и полагая, что на бесконечности поле убывает достаточно быстро, получим

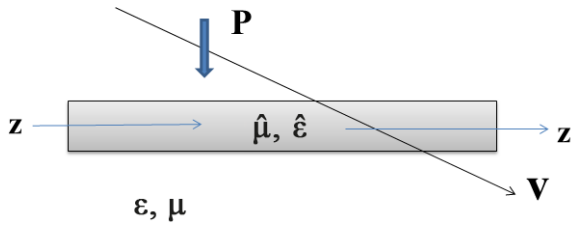
$$\int\left\{\mathbf{j}_{e1}\mathbf{E}_2^* + \mathbf{j}_{e2}^*\mathbf{E}_1 + \mathbf{j}_{m1}\mathbf{H}_2^* + \mathbf{j}_{m2}^*\mathbf{H}_1\right\}dV = 0. \quad (7)$$

Полученное уравнение является математической записью теоремы взаимности для магнитоактивных и гиротропных (хиральных) сред.

Для вычисления поля, движущегося в узкой полости сгустка заряженных частиц, обладающего дипольным моментом **p** или магнитным моментом **m**, будем следовать далее работе [33].



(а)



(б)

Рис. 5. Прохождение точечного сгустка **p** через цилиндрический канал (а) и щель (пластинку) (б)

Пусть вдоль оси z с постоянной скоростью точечный сгусток заряженных частиц, обладающий дипольным моментом **p**. Поле этого диполя вне полости обозначим через **E**. Поместим $\mathbf{p}_1$ далее вне полости в точке $M_0(x_0, y_0, z_0)$. Точечный гармонический осциллятор $\mathbf{p}_1 e^{-i\omega t}$ и его поле внутри полости обозначим через $\mathbf{E}_1$. Подставляя поле **E** диполя **p**, движущегося в канале с постоянной скоростью **v**, и поле $\mathbf{E}_1$, создаваемое в канале точечным гармоническим осциллятором $\mathbf{p}_1 e^{-i\omega t}$, помещенным в точку $M_0(x_0, y_0, z_0)$, получим:

$$\int \mathbf{p}\mathbf{E}_{1\omega}^{*} \exp\left(i\frac{\omega}{v}\mathbf{sr}\right)ds = \mathbf{p}_1^{*}\mathbf{E}_{\omega}\left(M_0\right), \qquad (8)$$

где для полей используется Фурье-представление и соотношение $\mathbf{j}_{e\omega} = \mathbf{i}\omega\mathbf{p}_{\omega}$, а $\mathbf{s}$ – орт, задающий прямолинейную траекторию движения источника.

В случае движущихся магнитных диполей $\mathbf{m}$ и $\mathbf{m}_1 e^{-i\omega t}$ Фурье-компонента тока определяются соотношением $\mathbf{j}_{m\omega} = i\omega\mathbf{m}_{\omega}$ и для векторов магнитных напряженностей полей получим:

$$\int \mathbf{m}\mathbf{H}_{1\omega}^{*} \exp\left(i\frac{\omega}{v}\mathbf{sr}\right)ds = \mathbf{m}_1^{*}\mathbf{H}_{\omega}\left(M_0\right), \qquad (9)$$

В выражениях (8) и (9) интегралы в левых частях берутся вдоль траекторий движения диполей. В пределах каждой из сред 1 и 2 диэлектрическая и магнитная проницаемости являются постоянными величинами (рис. 2) и не зависят от z. Однако на границе раздела сред они испытывают скачок. Для использования граничных условий необходимо знать тангенциальные к границе раздела компоненты электрического поля в каждой из сред и сшить решения, используя граничные условия – равенство на границе нормальных компонент индукции $\mathbf{D_1}$, $\mathbf{D_2}$ и тангенциальных компонент электрического поля $\mathbf{E_1}$, $\mathbf{E_2}$. При этом необходимо учитывать проникновение поля в вакуум $(\varepsilon_0 = 1)$ при решении любых граничных задач.

Если движущийся диполь ориентирован параллельно границе раздела сред, то в интегралы (8) и (9) входят только тангенциальные к поверхности раздела составляющие векторов $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{H}_1$. Но в силу граничных условий эти составляющие имеют одинаковые значения по обе стороны границы раздела. Следовательно, наличие границ раздела не влияет на характер излучения такого диполя, а особенности возникают только при отличной от нуля составляющей дипольного момента, перпендикулярной границе раздела сред.

Рассмотрим далее несколько частных случаев.

1. В неограниченном диэлектрике с диэлектрической постоянной ε_0 прорезана плоско-параллельная полость (рис. 6б). Ориентация плоскостей полости задается вектором $\mathbf{n}$. Полость заполнена гиротропной (хиральной) средой с тензором диэлектрических проницаемостей $\hat{\varepsilon}$ (2), (3) так, что диэлектрическая проницаемость вдоль оси Oz $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_2$. Движущийся диполь ориентирован вдоль вектора $\mathbf{n}$. Тогда в выражении (9) под интегралом входит компонента поля E_{1n}, перпендикулярная к поверхности раздела. Так как полость считается тонкой $\frac{\lambda}{d} \gg 1$ (λ – длина волны, d – ширина полости), то выражение для E_{1n} можно найти из соответствующей электростатической задачи [2, 32–34]. Проведя это решение, получим, что в тонкой полости величина нормальной составляющей поля отличается в

$$\frac{\varepsilon_0}{\left(\mathbf{n}\hat{\varepsilon}\mathbf{n}\right)} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1 \sin^2\alpha + \varepsilon_2 \cos^2\alpha} \qquad (10)$$

раз от поля во внешней среде, где α – угол между вектором $\mathbf{n}$ и Oz.

Такое возрастание нормальной составляющей поля движущегося диполя означает, что излучаемая им энергия возрастает в $\left[\frac{\varepsilon_0}{\left(\mathbf{n}\hat{\varepsilon}\mathbf{n}\right)}\right]^2$ раз.

Отметим, что в (10) не входит недиагональная компонента тензора $\hat{\varepsilon}$.

2. Рассмотрим далее случай, когда электрический диполь движется в тонком слое диэлектрика с ε_0. Слой помещен в гиротропную среду с $\hat{\varepsilon}$. В этом случае излучение диполя возрастает в $\left[\frac{\left(\mathbf{n}\hat{\varepsilon}\mathbf{n}\right)}{\varepsilon_0}\right]^2$ раз по сравнению с излучением диполя, движущегося в сплошной среде. Полученные результаты легко обобщить в силу симметрии уравнений Максвелла (5) на случай магнитного диполя, движущегося в плоской тонкой полости, когда одна из сред внутри или вне полости, характеризуется тензором магнитной проницаемости $\hat{\mu}$, а другая – μ_0 и диэлектрические проницаемости обеих сред одинаковы $\varepsilon = \varepsilon_0$. Интересующий нас результат получается путем замен $\hat{\varepsilon} \leftrightarrow \hat{\mu}$ и $\varepsilon_0 \leftrightarrow \mu_0$.

3. В диэлектрике с $\varepsilon = \varepsilon_0$ прорезан тонкий канал с осью Oz, радиус которого много меньше длины волны излучения λ. Канал заполнен гиротропной (оптически активной) средой $\hat{\varepsilon}$ (рис. 5а). Вдоль оси канала равномерно движется диполь, электрический момент которого ориентирован перпендикулярно его скорости $\boldsymbol{v}$. Поскольку радиус канала предполагается малым, то решение соответствующей *электростатической* граничной задачи с учетом теоремы взаимности (9) показывает, что нормальная составляющая электрического поля E_r (r – радиус канала) внутри канала в

$$\gamma_1 = \frac{2\varepsilon_0\left[\left(\varepsilon_0 + \varepsilon_1\right)^2 + \chi^2\right]^{1/2}}{\left(\varepsilon_0 + \varepsilon_1\right)^2 - \chi^2}. \qquad (11)$$

раз больше соответствующей величины поля вне канала. Следовательно, энергия, излучаемая источником, движущимся в канале, в γ_1^2 раз больше, чем энергия, излучаемая таким же источником в сплошной среде.

В случае, когда канал заполнен однородным диэлектриком ε_0, а окружение канала – неограниченная гиротропная среда с $\hat{\varepsilon}$, имеет место следующее соотношение между напряженностью поля внутри и вне канала:

$$\gamma_2 = \frac{2\varepsilon_1\left[\left(\varepsilon_0+\varepsilon_1\right)^2+\chi^2\right]^{1/2}}{\left(\varepsilon_0+\varepsilon_1\right)^2-\chi^2}, \qquad (12)$$

а, следовательно, потери энергии такого диполя на излучение в γ_2^2 раз отличаются от потерь при движении в сплошной гиротропной среде. Как и ранее, эти результаты можно обобщить на случай магнитного диполя, движущегося вдоль оси канала в феррите или в ферритовом стержне в магнитном поле.

4. ГЕНЕРАЦИЯ ГЕЛИКОННОЙ ВОЛНЫ БЫСТРЫМ ДИПОЛЕМ

Геликонная волна и ее основные свойства. Переходное излучение на границе с гиротропной средой

Константинов и Перель [9] показали, что в чистых щелочных металлах, помещенных в сильное магнитное поле, перпендикулярное их поверхности, при гелиевой температуре могут распространяться поперечные электромагнитные волны с круговой поляризацией. Эти волны получили название *геликонов*. Кратко говоря, геликон представляет собой электромагнитную волну, которая может распространяться в хорошо проводящей среде в присутствии сильного магнитного поля.

В 1961 г. Бауэрс и Ледженди Роуз [10] экспериментально обнаружили геликоны в натрии. Рассмотрим поведение свободных электронов в магнитном поле, чтобы выяснить условия, необходимые для распространения геликонной волны, и определить ее основные свойства. В отсутствие магнитного поля тензор диэлектрической проницаемости щелочных металлов диагонален

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \ \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1 - \omega_p^2 / \omega\left(\omega + i/\tau\right), \qquad (13)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m^*$ – квадрат плазменной частоты; n_0, m^* – плотность и эффективная масса электронов; τ – среднее время между столкновениями электронов с фононами, дефектами решетки, примесями и между собой.

Если металл помещен в постоянное магнитное поле $\mathbf{H_0}$, то появляется новая важная характеристика движения электрона – *циклотронная* (*ларморовская*) *частота*

$$\omega_c = e\mathbf{H_0}/m^*c. \qquad (14)$$

Как показано на рис. 6, мы берем $\mathbf{B_0}$ параллельным оси z, а металл, характеризуемый свободными носителями заряда e и массой m^*, которые релаксируют к равновесию с решеткой за среднее время τ, заполняет полупространство $z > 0$. Предположим, что поперечная электромагнитная волна, зависимость поля которой от времени имеет вид $\exp(-i\omega t)$, падает на поверхность металла. При этом в металле возбуждается электромагнитная волна той же самой частоты, имеющая волновой вектор $\mathbf{q}$, т.е. в металле

$$\mathbf{E} = \mathbf{E_0}\exp[i(\mathbf{q}z - \omega t)]. \qquad (15)$$

Задача состоит в определении характера $\mathbf{q}$. Предположим теперь, что носители находятся в мгновенном локальном равновесии, т.е. $\omega\tau < 1$. Это имеет место при достаточно низких частотах и оказывается достаточно хорошим приближением. Считая магнитное поле волны малым по сравнению с $\mathbf{B_0}$, мы можем записать уравнение движения свободных электронов в металле в виде:

$$e\mathbf{E} + [e\mathbf{v}\mathbf{B_0}] - m^*\mathbf{v}/\tau = 0. \qquad (16)$$

Если сила Лоренца (второе слагаемое в уравнении) оказывает на носители преобладающее воздействие, то в хорошо проводящей среде может распространяться низкочастотная электромагнитная волна. Такая распространяющаяся волна имеет место при условии, что $|\mathrm{Re}\, q| > |\mathrm{Im}\, q|$, т.е. q^2 должно быть положительным и в основном вещественным. Продольные волны – плазмоны существуют, если

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega\left(\omega + i/\tau\right)} = 0. \qquad (17)$$

Из этого уравнения, при условии $\omega\tau >> 1$ следует, что в длинноволновом приближении плазмоны не обладают дисперсией: $\omega = \omega_p$.

Две поперечные волны удовлетворяют дисперсионному уравнению

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega\left(\omega + i/\tau\right)}\right). \qquad (18)$$

Из этого уравнения следует, что при $\omega_c\tau >> 1$ и $\omega < \omega_p$ волновой вектор поперечной волны является

чисто мнимым, поэтому такие волны полностью отражаются металлом.

При условии $\omega_c\tau >> 1$ электроны совершают много витков спирали вокруг магнитного поля до столкновения. Такое упорядоченное движение изменяет отклик металла на низкочастотное ($\omega << \omega_c$) электромагнитное возмущение. Это возможно для «левой» поляризации (+), если константа Холла положительна, и для «правой» поляризации (–), если константа Холла много меньше нуля. Когда падающая волна линейно поляризована, то возбуждаются обе волны. В рассматриваемом нами случае свободных электронов одна из волн (–) распространяется, а другая (+) – сильно поглощается. Поэтому в полубесконечном металле геликон представляет собой поперечную, циркулярно поляризованную электромагнитную волну. Электрическое и магнитное поля вращаются вокруг постоянного магнитного поля (направления распространения) в том же направлении, что и электроны.

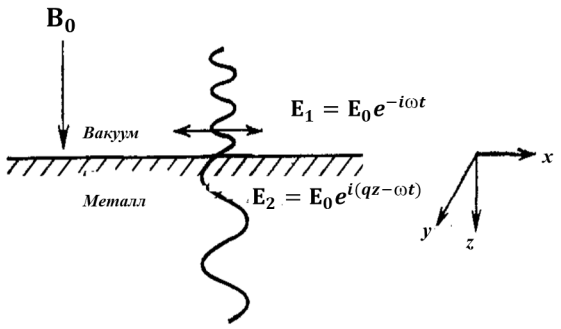


Рис. 6. Схематическое изображение поперечной линейно поляризованной волны, падающей нормально на границу металла с вакуумом. Возбуждаемая в металле волна имеет ту же частоту, что и падающая волна, но ее длина зависит от электромагнитных свойств металла

Рассмотрим далее особенности в излучении равномерно движущегося диполя на примере генерации *геликонов* (геликонной волны) при скорости движения диполя $v > v_f$ в среде, характеризуемой тензором диэлектрических проницаемостей $\hat{\varepsilon}$. Для этого воспользуемся далее результатами, полученными в предыдущем разделе в случае с движением диполя в цилиндрическом канале.

Если ось канала Oz направлена вдоль магнитного поля, то компонента диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega(\omega + i/\tau) = \varepsilon_2 \qquad (19)$$

не зависит от этого поля. Диэлектрическая проницаемость относительно циркулярно поляризованной волны с волновым вектором, направленным вдоль магнитного поля, в длинноволновом приближении ($\mathbf{q} \approx 0$) в области малых частот ($\omega << \omega_p$) в отсутствии соударений ($\tau \to \infty$) принимает вид

$$\chi(\omega) = \omega_p^2\omega_c / \omega\left(\omega^2 - \omega_c^2\right). \qquad (20)$$

При условии $\omega << \omega_c$ диэлектрическая проницаемость $\chi > 0$ и определяет электромагнитные волны, распространяющиеся в кристалле. Поведение этого поля в кристалле определяется сингулярностями диэлектрической проницаемости $\chi(\omega)$. В длинноволновом приближении диэлектрическая проницаемость $\chi(\omega, \mathbf{q})$ не зависит от $\mathbf{q}$, и уравнение $q_l^2 = \omega^2\chi(\omega, q_l)/c^2$ определяет единственное значение комплексного волнового вектора возбуждаемой в кристалле циркулярной волны – *геликона*. Фазовая скорость геликона $v_f = c\sqrt{\omega\omega_c} / \omega_p$.

При движении диполя $\mathbf{p}$ вдоль оси Oz диэлектрического канала с ε_0, прорезанного в магнитоактивной среде, в постоянном магнитном поле, параллельном оси канала, нормальная составляющая электрического поля вне канала больше составляющей напряженности поля внутри его в $E/E_1 = \gamma_2$ (11) раз, а потери энергии такого диполя на излучение возрастают в γ_2^2. Данные соотношения (11), (12) справедливы при условии, что радиус канала a много меньше длины волны излучения. Знаменатель в формулах (11), (12) может, вообще говоря, обращаться в нуль на частотах

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2}\left\{\left(\omega_c^2 + 2\omega_p^2\right)^{\frac{1}{2}} \pm \omega_c\right\}. \qquad (21)$$

В этом случае в разложении функции $(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)^2 - \chi^2$ по параметру $(a\omega / c) \ll 1$ необходимо учитывать члены более высокого порядка малости. Следовательно, полученные формулы имеют смысл для всех частот, на которых выполняются условия для излучения В.–Ч. за исключением узких областей:

$$\omega_{1,2} = \omega_{1,2} \pm \Delta\omega_{1,2}.$$

Наличие особенностей вблизи частот $\omega_{1,2}$ указывает на возрастание мощности излучения при движении вблизи границ раздела сред, обусловленное интерференцией падающего и отраженного (и/или индуцированного «границами») полей излучения.

5. ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХБЫСТРЫХ СГУСТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ КАК ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДИССИММЕТРИИ ЖИВЫХ СИСТЕМ

Выше мы отметили, что все наиболее важные вещества, из которых построены живые организмы, и несущие основные жизненные функции, во всей биосфере встречаются в организмах

преимущественно в одной из двух хиральных форм. Хиральность первичных молекул – аминокислот, сахаров, нуклеозидов – с определенным знаком влечет за собой хиральность биополимеров с тем или иным, но определенным знаком. В свою очередь, диссимметрия биополимеров, видимо, влечет за собой и диссимметрию живых систем; механизм связей на современном уровне не прослеживается, но возможность их существования, хотя бы в принципе, поддается пониманию. Однако пока остается без ответа важнейший вопрос, относящийся к «первичным» структурам. В настоящее время достаточно убедительно показано, что такие основные вещества, как, например, аминокислоты, могли синтезироваться в природных условиях из простейших молекул – HCHO, HCN, NH_4, CHO_2 и т.п. [25–31]. Видимо, из тех же молекул могут синтезироваться и основания РНК и ДНК, например, аденин и гуанин. При этом все названные простейшие молекулы ахиральны, и поэтому в обычных условиях равновероятно образование обоих антиподов; весьма вероятна рацемизация хирально чистого вещества, даже если оно и оказалось в избытке. Поэтому для возникновения чистоты на одном из начальных (предбиологических) этапов эволюции потребовалось участие какого-то дерацимизирующего (диссимметризующего) агента. Вопрос, о том, каким был этот «агент», остается нерешенным. Очевидно, этот вопрос о природе этого «диссимметризующего агента» (фактора преимущества – ФП [37]), сыгравшего определяющую роль при образовании первых биологически важных хиральных молекул, создав достаточно большой исходный перевес хиральных молекул одного знака – один из важнейших в проблеме физических механизмов происхождения жизни. В настоящее время в литературе можно найти самые разнообразные предположения о природе ФП, обусловившего нарушение зеркальной симметрии в ходе биопоэза (см., например, ссылки в [36–38]). Однако, все изложенные соображения, основанные на квантовой механике, термодинамике, теории электромагнитных взаимодействий и др., по существу своему предполагают равноправие знаков и не объясняют достаточно обоснованно механизм нарушения хиральной симметрии.

Одна из групп предположений связывает диссимметрию с возможностями контактов с гиротропными минералами. Так, например, естественный кварц довольно распространен в виде оптически чистых энантиоморфных кристаллов; с другой стороны, известно, что химические реакции, проводимые в присутствии кварца, как катализатора, ведут к образованию преимущественно одного антипода. Для ряда минералов отмечалась возможность их каталитического влияния при зарождении жизни. Не отрицая такую возможность, укажем здесь на ту же трудность – даже в пределах одного месторождения количество правых и левых кристаллов статистически одинаково.

Высказывалось и предположение о возможной роли контактов с естественными магнитными породами (например, ферримагнитный магнетит). Однако одного магнитного поля недостаточно: как показал еще П. Кюри, для получения гиротропии необходимы два асимметрично расположенных поля. Неясна и возможность получения одного знака хиральности.

Весьма важным фактором может быть циркулярная поляризация солнечного света, достигающего поверхности Земли. Поскольку хиральные молекулы обладают циркулярным дихроизмом, такой свет, будучи поглощен этими молекулами, может вызывать фотохимический асимметрический синтез или асимметрическую деструкцию, даже в рацемате. Наиболее активно фотохимически коротковолновое излучение с $\lambda < 3000$ Λ; доля его в солнечном свете, достигающем поверхности Земли, порядка 1.5%, т.е. не мала, а в первичной бескислородной атмосфере была значительно больше. В литературе имеются сообщения, что свет, рассеиваемый атмосферами всех планет, частично циркулярно поляризован. В литературе высказывались и утверждения об избытке в дневном свете на поверхности Земли право циркулярно поляризованной компоненты. Но немногочисленные экспериментальные сведения из геофизики это надежно не подтверждают – доля эллиптической поляризации в дневном свете оказалась весьма малой, причем избыток определенного знака не установлен. Круговая поляризация может возникать при отражении света от поглощающих поверхностей (рудные тела, ионосфера), в особенности при наклонном падении, при полном внутреннем отражении в морской воде, в бухтах и т.п. Однако экспериментальных наблюдений такого рода мало, и наличие одного определенного знака поляризации в различных условиях весьма сомнительно. Оставляя в стороне подробности перечисленных гипотез, подчеркнем, что выбор знака хиральности биосферных элементов в данных версиях должен был произойти на ранних стадиях химической эволюции.

Поиск «дерацимизирующего агента» – ФП – продолжается, и в данной работе излагается гипотеза, основанная на полученных автором результатах рассмотрения возможной роли излучения сверхбыстрых точечных сгустков заряженных частиц космического происхождения, равномерно движущихся в хиральной среде, при наличии границ раздела.

Излучение сверхбыстрых сгустков заряженных частиц в многочисленных и долговременных потоках космического излучения и космических струях могли стать причиной возникновения асимметрии

живых систем [39]. При этом, определяющим фактором может быть суперхиральность черенковского и/или переходного излучения, возникающего при взаимодействии сгустков зарядов, достигающих поверхности Земли, с биопластами из хиральных молекул и/или гиротропными минералами. Следует отметить, что при определенных условиях черенковское излучение может быть и «хирально чистым» ($|\alpha| = 1$), например, когда условие В.–Ч. излучения выполняется только для одного из типов поляризации: E_L или E_D, где E_L и E_D – значения векторов напряженности электрического лево- и правополяризованных составляющих хирального ЭМП излучения. Асимметричные циркулярно поляризованные поля, действуя на хиральные молекулы, в которых электрические и магнитные моменты расположены неодинаково, могли бы в некоторых случаях создать асимметрию при синтезе. Поскольку хиральные молекулы обладают циркулярным дихроизмом, такой свет, будучи поглощен этими молекулами, может вызывать фотохимический асимметрический синтез или асимметрическую деструкцию, даже в рацемате. Эффект такого взаимодействия суперхиральных полей излучения может усиливаться в случае контактов хиральных молекул с гиротропными минералами.

Подчеркнем, что согласно этой гипотезе, последовательность всей совокупности событий, приведших к появлению хиральной чистоты, а затем и жизни на Земле, *носит характер спонтанной дерацемизации* и с равным успехом может привести к такой биосфере, которая использует *D*-аминокислоты и *L*-сахара. Причину дерацемизации органической первобытной среды, с этой точки зрения, нет необходимости увязывать с какими-либо априорными различиями в эволюционной динамике левых и правых зеркально-изомерных молекул. В основе нарушения симметрии лежит неустойчивость рацемического состояния, благодаря которой любые, сколь угодно малые, флуктуационные отклонения соотношения концентрации изомеров от рацемата, автокаталитически усиливаясь, способны привести к практически полному преобладанию одной из изомерных форм в конечном состоянии эволюционного процесса на стадии предбиологической эволюции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хиральность повсеместно распространена в природе, при этом, распределения энантиомеров различного знака отдельных видов хиральных структур удивительно асимметричны на фундаментальных уровнях. Примеры варьируются от нарушения четности в слабых взаимодействиях до гомохиральности в биомолекулах. Способность «хиральных систем» к хирально-селективному синтезу (хиральной индукции) имеет большое значение в стереохимии, молекулярной биологии и фармакологии. В физике конденсированного состояния кристаллическая электронная система геометрически хиральна, когда в ней отсутствуют зеркальные плоскости, центры пространственной инверсии или оси вращательной инверсии.

Структурный порядок биополимеров, таких как белки, определяет физические и химические взаимодействия биологических систем с окружающей средой и, следовательно, является критическим параметром в ряде биологических проблем. Зондирование структурного порядка в хиральных материалах, например, биопластах, является сложной задачей, учитывая необходимую высокую чувствительность метода, особенно при наличии малых количеств материала, что делает обычные инструменты биоструктурного зондирования неэффективными.

В настоящее время активно разрабатываются различные методы усиления хирального ответа молекул, основанные на использовании циркулярно-поляризованного света в различных конфигурациях, в частности, суперхиральных полей.

В данной работе мы представляем новую концепцию для зондирования ориентационного порядка внутри хиральных сред. Показано, что черенковское и/или переходное излучение некоторых типов сверхбыстрых сгустков заряженных частиц, могут индуцировать усиленный локальный хиральный отклик, даже больший, чем отклик, который может быть получен при использовании интенсивного циркулярно-поляризованного света. В качестве модельного исследования рассмотрены переходное и черенковское излучения, возбуждаемые сторонним током (равномерно движущимся сгустком заряженных частиц) при пересечении им или перемещении вдоль границы раздела двух сред, одна из которых оптически активная гиротропная (хиральная) среда или металл (плазма) и феррит, помещенные в магнитное поле. Такие излучения – переходное и/или черенковское, обладают характеристиками суперхиральных полей и, следовательно, могут быть эффективно использованы для исследования хиральной структуры (например, для обнаружения кругового дихроизма, частотных характеристик показателей преломления) различных материалов и, в том числе, различных биоматериалов. Кроме того, сверхбыстрые (релятивистские) частицы могут служить не только «инструментом» для изучения структуры различных материалов, но и являются «генераторами» квазичастиц, определяющих «динамические» свойства исследуемых материалов, особенности их взаимодействия с излучениями различной природы и отклика на внешние воздействия. В качестве примера в статье рассмотрена генерация геликонной волны быстрым диполем.

Рассмотренные в статье механизмы взаимодействия электромагнитного излучения сверхбыстрых точечных равномерно движущихся диполей с хиральными материалами (структурами, средами) – один из возможных физических подходов к проблеме возникновения хиральной чистоты биосферы – выяснению фактора дерацемизации органической первобытной среды. В данной работе автор стремился продемонстрировать, что такие подходы позволяют не только формулировать новые гипотезы о механизмах нарушения зеркальной симметрии, но и качественно, и количественно их анализировать. В результате сформулирована гипотеза, согласно которой сверхбыстрые сгустки заряженных частиц в долговременных потоках космического излучения и космических струях могли стать причиной возникновения хиральной асимметрии живых систем. При этом, определяющим фактором преимущества явилась суперхиральность черенковского и/или переходного излучения, возникающего при взаимодействии сгустков зарядов, достигающих поверхности Земли, с биопластами из хиральных молекул и/или гиротропными минералами. Предлагаемая гипотеза может быть проверена экспериментально, путем облучения мишеней из соединений с различной хиральностью и энантиомерным составом, потоками заряженных частиц, ускоренных до необходимых энергий и скоростей.

Благодарности

Автор выражает признательность профессору Всеволоду Александровичу Твердислову за конструктивное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будкер Г.И. Ускорители со встречными пучками частиц. *УФН*. 1966;89(4):533–547. https://doi.org/10.3367/UFNr.0089.196608a.0533
2. Гинзбург В.Л. *Теоретическая физика и астрофизика*. М.: Наука; 1975. 414 с.
3. Пайнс Д. *Элементарные возбуждения в твердых телах*. М.: Мир; 1965. 382 с.
4. García de Abajo F.J. Optical excitations in electron microscopy. *Rev. Mod. Phys*. 2010;82(1):209–275. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.209
5. Ritchie R.H. Plasma losses by fast electrons in thin films. *Phys. Rev*. 1957;106(5):874–881. https://doi.org/10.1103/PhysRev.106.874
6. García de Abajo F.J. Multiple excitation of confined graphene plasmons by single freeelectrons. *ACS Nano*. 2013;7(12):11409–11419. https://doi.org/10.1021/nn405367e
7. Агранович В.М. *Теория экситонов*. М.: Наука; 1968. 382 с.
8. Aigrain P. Les «Helicons» dans les semiconducteurs. In: *Proc. Int. Conf. on Semiconduction Phys*. Prague; 1960, p. 224.
9. Константинов О.В., Перель В.И. О возможности прохождения электромагнитных волн через металл в сильном магнитном поле. *ЖЭТФ*. 1960;38(1):161–164.
10. Bowers R., Legendy C., Rose F. Oscilatory galvanomagnetic effect in metallic Sodium. *Phys. Rev. Letts*. 1961;7(9):339–341. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.339
11. Liu Y., Willis R.F., Emtsev K.V., Seyller T. Plasmon dispersion and damping in electrically isolated two-dimensional charge sheets. *Phys. Rev. B*. 2008;78(20):201403. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.201403
12. MaxfieId B.W. Helicon waves in solids. *Amer. J. Phys*. 1969;37(3):241–269. https://doi.org/10.1119/1.1975500
13. Stenzel R.L., Urrutia J.M. Helicons in unbounded plasmas. *Phys. Rev. Lett*. 2015;114(20):205005. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.205005
14. Kung H.-H., Goyal A.P., Maslov D.L., Wang X., Lee A., Kemper A., Cheong S.-W., Blumberg G.E. Observation of chiral surface excitons in a topological insulator Bi_2Se_3. In: *PNAS*. 2019;116(10):4006–4011. https://doi.org/10.1073/pnas.1813514116

REFERENCES

1. Budker G.I. Accelerators with colliding particle beams. *Sov. Phys. Usp*. 1967;9:534–542. https://doi.org/10.1070%2FPU1967v009n04ABEH003010
[Budker G.I. Uskoriteli so vstrechnymi puchkami chastits. *UFN*. 1966;89(4):533–547 (in Russ.).]
2. Ginzburg V.L. *Teoreticheskaya fizika i astrofizika* (*Theoretical physics and astrophysics*). Moscow: Nauka; 1975. 441 p. (in Russ.).
3. Pines D. *Elementary excitations in solids*. University of Illinois; 1961. 320 p.
[Pains D. *Elementarnye vozbuzhdeniya v tverdykh telakh*. Moscow: Mir; 1965. 382 p. (in Russ.).]
4. García de Abajo F.J. Optical excitations in electron microscopy. *Rev. Mod. Phys*. 2010;82(1):209–275. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.209
5. Ritchie R.H. Plasma losses by fast electrons in thin films. *Phys. Rev*. 1957;106(5):874–881. https://doi.org/10.1103/PhysRev.106.874
6. García de Abajo F.J. Multiple excitation of confined graphene plasmons by single freeelectrons. *ACS Nano*. 2013;7(12):11409–11419. https://doi.org/10.1021/nn405367e
7. Agranovich V.M. *Teoriya eksitonov* (*Theory of excitons*). Moscow: Nauka; 1968. 382 p. (in Russ.).
8. Aigrain P. Les «Helicons» dans les semiconducteurs. In: *Proc. Int. Conf. on Semiconduction Phys*. Prague; 1960, p. 224.
9. Konstantinov O.V., Perel' V.I. Possible transmission of electromagnetic waves through a metal in a strong Magnetic Field. *JETP*. 1960;11(1):117–119.
[Konstantinov O.V., Perel' V.I. O vozmozhnosti prokhozhdeniya elektromagnitnykh voln cherez metall v sil'nom magnitnom pole. *ZhETF*. 1960;38(1):161–164 (in Russ.).]
10. Bowers R., Legendy C., Rose F. Oscilatory galvanomagnetic effect in metallic Sodium. *Phys. Rev. Letts*. 1961;7(9):339–341. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.339
11. Liu Y., Willis R.F., Emtsev K.V., Seyller T. Plasmon dispersion and damping in electrically isolated two-dimensional charge sheets. *Phys. Rev. B*. 2008;78(20):201403. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.201403

15. Ciarrocchi A., Unuchek D., Avsar A., *et al.* Polarization switching and electrical control of interlayer excitons in two-dimensional van der Waals heterostructures. *Nature Photon*. 2019;13(2):131–136. https://doi.org/10.1038/s41566-018-0325-y
16. Jirgensons B. Optical rotatory dispersion of proteins and other macromolecues: 2nd ed. Berlin: Springer; 1973. 168 p. ISBN 978-3-642-87713-1
17. Gilroy C., Hashiyada S., Endo K., Karimullah A.S., Barron L.D., Okamoto H., Togawa Y., Kadodwala M. Roles of superchirality and interference in chiral plasmonic Biodetection. *J. Phys. Chem. C*. 2019;123(24):15195–15203. https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.9b02791
18. Koch R.J., Seyller T., Schaefer J.A. Strong phonon-plasmon coupled modes in the graphene/silicon carbide heterosystem. *Phys. Rev. B*. 2010;82(20):201413. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.201413
19. Shin S.Y., Kim N.D., Kim J.G., Kim K.S., Noh D.Y., Kim K.S., Chung J.W. Control of the π plasmon in a single layer graphene by charge doping. *Appl. Phys. Lett*. 2011;99(8):082110. https://doi.org/10.1063/1.3630230
20. Piazza L., Lummen T.T.A., Quiñonez E., Murooka Y., Reed B.W., Barwick B., Carbone F. Simultaneous observation of the quantization and the interference pattern of a plasmonic near-field. *Nat. Commun*. 2015;6:6407. https://doi.org/10.1038/ncomms7407
21. Zhou W., Lee J., Nanda J., Pantelides S.T., Pennycook S.J., Idrobo J.C. Atomically localized plasmon enhancement in monolayer graphene. *Nat. Nanotechnol*. 2012;7(3):161–165. https://doi.org/10.1038/nnano.2011.252
22. Song J., Zhang L., Xue Y., Wu Xia F., Zhang C., Zhong Y.-L., Zhang Y., Teng J., Premaratne M., Qiu Bao Q. Efficient excitation of multiple plasmonic modes on three-dimensional graphene: An unexplored dimension. *ACS Photonics*. 2016;3(10):1986–1992. https://doi.org/10.1021/acsphotonics.6b00566
23. Lu Y., Song J., Yuan J., Zhang L., Wu Q.Y.S., Yu W., Zhao M., Qiu C.-W., Teng J., Loh K.P., Zhang C., Bao Q. Highly efficient plasmon excitation in graphene-Bi_2Te_3 heterostructure. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2016;33(9):1842–1846. https://doi.org/10.1364/JOSAB.33.001842
24. Kelly C., Tullius R., Lapthorn A.J., Gadegaard N., Cooke G., Barron L.D., Karimullah A.S., Rotello V.M., Kadodwala M. Chiral plasmonic fields probe structural order of biointerfaces. *J. Am. Chem. Soc*. 2018;140(27):8509–8517. https://doi.org/10.1021/jacs.8b03634
25. Пастер Л. *Избранные труды: в 2 т.*: Пер. с фр.; под ред. А.А. Имшенецкого. М.: Изд-во АН СССР; 1960. Т. 1. С. 9–48
26. Поннамперума С. *Происхождение жизни*: Пер. с англ.; под ред. Г.А. Деборина. М.: Мир; 1977. 176 с.
27. Fox S., Dose K. *Molecular evolution and the origin of life*. Washington: Freeman and Co.; 1972. 360 p.
28. Ponnamperuma C. Primordial organic chemistry and the origin of life. *Quart. Rev. Biophys*. 1971;4(2–3):77–106. https://doi.org/10.1017/S0033583500000603
29. Руттен М. *Происхождение жизни*: Пер. с англ.; под ред. А. И. Опарина. М.: Мир; 1973. 412 с.
30. Брода Э. *Эволюция биоэнергетических процессов*: пер. с англ.; под ред. А.И. Опарина. М.: Мир; 1978. 304 с.
31. Твердислов В.А. Хиральность как первичный переключатель иерархических уровней в молекулярно-био-

12. Maxfield B.W. Helicon waves in solids. *Amer. J. Phys*. 1969;37(3):241–269. https://doi.org/10.1119/1.1975500
13. Stenzel R.L., Urrutia J.M. Helicons in unbounded plasmas. *Phys. Rev. Lett.* 2015;114(20):205005. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.205005
14. Kung H.-H., Goyal A.P., Maslov D.L., Wang X., Lee A., Kemper A., Cheong S.-W., Blumberg G.E. Observation of chiral surface excitons in a topological insulator Bi_2Se_3. In: *PNAS*. 2019;116(10):4006–4011. https://doi.org/10.1073/pnas.1813514116.
15. Ciarrocchi A., Unuchek D., Avsar A., *et al.* Polarization switching and electrical control of interlayer excitons in two-dimensional van der Waals heterostructures. *Nature Photon*. 2019;13(2):131–136. https://doi.org/10.1038/s41566-018-0325-y
16. Jirgensons B. Optical rotatory dispersion of proteins and other macromolecues: 2nd ed. Berlin: Springer; 1973. 168 p. ISBN 978-3-642-87713-1
17. Gilroy C., Hashiyada S., Endo K., Karimullah A.S., Barron L.D., Okamoto H., Togawa Y., Kadodwala M. Roles of superchirality and interference in chiral plasmonic biodetection. *J. Phys. Chem. C*. 2019;123(24):15195–15203. https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.9b02791
18. Koch R.J., Seyller T., Schaefer J.A. Strong phonon-plasmon coupled modes in the graphene/silicon carbide heterosystem. *Phys. Rev. B*. 2010;82(20):201413. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.201413
19. Shin S.Y., Kim N.D., Kim J.G., Kim K.S., Noh D.Y., Kim K.S., Chung J.W. Control of the π plasmon in a single layer graphene by charge doping. *Appl. Phys. Lett*. 2011;99(8):082110. https://doi.org/10.1063/1.3630230
20. Piazza L., Lummen T.T.A., Quiñonez E., Murooka Y., Reed B.W., Barwick B., Carbone F. Simultaneous observation of the quantization and the interference pattern of a plasmonic near-field. *Nat. Commun*. 2015;6:6407. https://doi.org/10.1038/ncomms7407
21. Zhou W., Lee J., Nanda J., Pantelides S.T., Pennycook S.J., Idrobo J.C. Atomically localized plasmon enhancement in monolayer graphene. *Nat. Nanotechnol*. 2012;7(3):161–165. https://doi.org/10.1038/nnano.2011.252
22. Song J., Zhang L., Xue Y., Wu Q.Y.S., Xia F., Zhang C., Zhong Y.-L., Zhang Y., Teng J., Premaratne M., Qiu C.-W., Bao Q. Efficient excitation of multiple plasmonic modes on three-dimensional graphene: An unexplored dimension. *ACS Photonics*. 2016;3(10):1986–1992. https://doi.org/10.1021/acsphotonics.6b00566
23. Lu Y., Song J., Yuan J., Zhang L., Wu Q.Y.S., Yu W., Zhao M., Qiu C.-W., Teng J., Loh K.P., Zhang C., Bao Q. Highly efficient plasmon excitation in graphene-Bi_2Te_3 heterostructure. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2016;33(9):1842–1846. https://doi.org/10.1364/JOSAB.33.001842
24. Kelly C., Tullius R., Lapthorn A.J., Gadegaard N., Cooke G., Barron L.D., Karimullah A.S., Rotello V.M., Kadodwala M. Chiral plasmonic fields probe structural order of biointerfaces. *J. Am. Chem. Soc*. 2018;140(27):8509–8517. https://doi.org/10.1021/jacs.8b03634
25. Paster L. *Izbrannye trudy: v 2 t*. (*Selected works: in 2 v*.). Imshenetskii A.A. (Ed.). Moscow: Izdatel'stvo AN SSSR; 1960. V 1. P. 9–48. (in Russ.).
26. Ponnamperuma S. *Proiskhozhdenie zhizni* (*The origin of life*). Deborin G.A. (Ed.). Moscow: Mir; 1977. 176 p. (in Russ.).
27. Fox S., Dose K. *Molecular evolution and the origin of life*. Washington: Freeman and Co.; 1972. 360 p.

логических системах. *Биофизика*. 2013;58(1):159–164.
32. Гинзбург В.Л., Эйдман В.Я. О черенковском излучении дипольных моментов. *ЖЭТФ*. 1959;35(6):1508–1512.
33. Барсуков К.А., Каданцев В.Н. Об особенностях в излучении точечных диполей, движущихся в узких полостях в магнитоактивных средах. *ЖТФ*. 1965;35(9):1606.
34. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. *Переходное излучение и переходное рассеяние*: *некоторые вопросы теории*. М.: Наука; 1984. 360 с.
35. Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. М.: Наука; 1967. 683 с.
36. Кизель В.А. *Физические причины диссимметрии живых систем*. М.: Наука, 1985. 119 с.
37. Гольданский В.И., Кузьмин В.В. Спонтанное нарушение зеркальной симметрии в природе и происхождение жизни. *УФН*. 1989;157(1):3–50. https://doi.org/10.3367/UFNr.0157.198901a.0003
38. Даванков В.А. Естественная гомохиральность элементарных частиц и метеоритная бомбардировка как возможный источник добиологической молекулярной хиральности. *Журн. физ. химии*. 2009;83(8):1405–1416.
39. Globus N., Blandford R.D. The chiral puzzle of life. *Astrophys. J. Lett.* 2020;895(1):L11. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab8dc6

28. Ponnamperuma C. Primordial organic chemistry and the origin of life. *Quart. Rev. Biophys*. 1971;4(2–3):77–106. https://doi.org/10.1017/S0033583500000603
29. Rutten M. *Proiskhozhdenie zhizni* (*The origin of life*). Oparin A.I. (Ed.). Moscow: Mir; 1973. 412 p. (in Russ.).
30. Broda E. *Evolyutsiya bioenergeticheskikh protsessov* (*Evolution of bioenergetic processes*). Oparin A.I. (Ed.). Moscow: Mir; 1978. 304 p. (in Russ.).
31. Tverdislov V.A. Chirality as a primary switch of hierarchical levels in molecular biological systems. *Biophysics*. 2013;58(1):128–131. https://doi.org/10.1134/S000635091301015632
[Tverdislov V.A. Khiral'nost' kak pervichnyi pereklyuchatel' ierarkhicheskikh urovnei v molekulyarno-biologicheckikh sistemakh. *Biofizika*. 2013;58(1):159–164 (in Russ.).]
32. Ginzburg V.L., Eidman V.Ia. Cerenkov radiation from dipoles. *JETP*. 1959;8(6):1055–1058.
[Ginzburg V.L., Eidman V.Ya. O cherenkovskom izluchenii dipol'nykh momentov. *ZhETF*. 1959;35(6):1508–1512 (in Russ.).]
33. Barsukov K.A., Kadantsev V.N. Ob osobennostyakh v izluchenii tochechnykh dipolei, dvizhushchikhsya v uzkikh polostyakh v magnitoaktivnykh sredakh. *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki = Technical Physics*. 1965;35(9):1606 (in Russ.).
34. Ginzburg V.L., Tsytovich V.N. *Perekhodnoe izluchenie i perekhodnoe rasseyanie*: *nekotorye voprosy teorii* (*Transition radiation and transition scattering*: *some theoretical questions*). Moscow: Nauka; 1984. 360 p. (in Russ.).
35. Ginzburg V.L. *Rasprostranenie elektromagnitnykh voln v plazme* (*Propagation of electromagnetic waves in plasma*). Moscow: Nauka; 1967. 683 p. (in Russ.).
36. Kizel' V.A. *Fizicheskie prichiny dissimmetrii zhivykh sistem* (*Physical reasons for the dissymmetry of living systems*). Moscow: Nauka; 1985. 119 p. (in Russ.).
37. Gol'danskii V.I., Kuz'min V.V. Spontaneous breaking of mirror symmetry in nature and the origin of life. *Sov. Phys. Usp.* 1989;32(1):1–29. https://doi.org/10.1070%2FPU1989v032n01ABEH002674
[Gol'danskii V.I., Kuz'min V.V. Spontannoe narushenie zerkal'noi simmetrii v prirode i proiskhozhdenie zhizni. *UFN*. 1989;157(1):3–50 (in Russ.).]
38. Davankov V.A. Inherent homochirality of primary particles and meteorite impacts as possible source of prebiotic molecular chirality. *Russ. J. Phys. Chem*. 2009;83(8):1247–1256. https://doi.org/10.1134/S0036024409080019
[Davankov V.A. Estestvennaya gomokhiral'nost' elementarnykh chastits i meteoritnaya bombardirovka kak vozmozhnyi istochnik dobiologicheskoi molekulyarnoi khiral'nosti. *Zhurn. fiz. khimii*. 2009;83(8):1405–1416 (in Russ.).]
39. Globus N., Blandford R.D. The chiral puzzle of life. *Astrophys. J. Lett.* 2020;895(1):L11. https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab8dc6

Об авторе

Каданцев Василий Николаевич, д.ф.-м.н., профессор кафедры биокибернетических систем и технологий Института кибернетики ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: appl.synergy@yandex.ru. https://orcid.org/0000-0001-9205-6527

About the author

Vasiliy N. Kadantsev, Dr. Sci. (Phys.–Math.), Professor, Department of Biocybernetic Systems and Technologies, Institute of Cybernetics, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: appl.synergy@yandex.ru. https://orcid.org/0000-0001-9205-6527