

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1982

ԿՐԹԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաբոբյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղազիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Զ. Զ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

## АРМЯНСКАЯ ФИЗИКА НА ВСЕСОЮЗНОЙ И МЕЖДУНАРОДНОЙ АРЕНАХ (К 60-летию образования СССР)

Г. М. ГАРИБЯН, Р. А. САРДАРЯН

Закономерности [1] развития науки на современном этапе: интеграция и дифференциация наук, определяющая роль фундаментальных наук, интеграция фундаментальных и прикладных исследований — настоятельно требуют координации усилий многих коллективов. Усложнение задач, стоящих перед наукой, тесная связь с современной техникой и промышленностью приводят к необходимости совместных исследований на самых различных уровнях: в рамках небольших регионов, внутри отдельно взятой страны, континента и даже мира. Наличие тесных связей научного учреждения с родственными институтами и университетами — свидетельство зрелости и компетентности организации.

Образование СССР не только способствовало культурному и экономическому развитию союзных республик, но и обеспечило условия для установления тесных связей между научными учреждениями страны благодаря новой, социалистической организации научной деятельности и созданию системы общегосударственной координации научных исследований.

Необходимость объединения усилий многих коллективов при решении научных проблем — это общая закономерность, присущая развитию науки вообще, а не только нашей стране. Если в качестве иллюстрации рассмотреть крупнейшие зарубежные центры по физике высоких энергий, то можно заметить следующую картину. По последнему годовому отчету ЦЕРН\*-а [2] на ускорителе протонов SPS (Super Proton Synchrotron) на 400 ГэВ в 57 экспериментах, выполненных, ведущихся и находящихся в стадии подготовки, приняло участие 80 лабораторий более чем 20 стран трех континентов. Но ЦЕРН — международная организация, и такая картина не кажется удивительной. Однако и в национальных центрах, таких как Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми (Фермилаб) в Батавии (США) [3] и ДЕЗИ\*\* (ФРГ) [4], картина выглядит не менее внушительно. В 16 экспериментах, проводимых в Фермилабе в 1980 г., приняло участие 20 зарубежных учреждений из 10 стран, не считая учреждений собственной страны, а в 15 экспериментах, проводимых в 1979 г. в ДЕЗИ, приняло участие около 50 институтов и университетов 13 стран, также не считая собственных. В разные годы физики нашей республики, в частности, Ереванского физического института (ЕрФИ) также сотрудничали с названными институтами.

\* Принято в русском языке сокращенное название Европейской организации по ядерным исследованиям, происходящее от CERN (Conseil européen pour la recherche nucléaire).

\*\* Происходит от немецкого сокращенного названия DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron).

П. А. Капица в своей речи «Ломоносов и мировая наука» на сессии Отделения физико-математических наук АН СССР, посвященной 250-летию со дня рождения М. В. Ломоносова [5], рассматривая причины, в силу которых труды Ломоносова по физике и химии не оставили видимых следов в науке своего времени, отмечал: «Недостаточно ученому сделать научное открытие, чтобы оно оказало влияние на развитие мировой культуры, — нужно, чтобы в стране существовали определенные условия и существовала нужная связь с общественностью за границей».

Творческое общение ученых является необходимым условием прогресса науки, и в нашей стране придается большое значение не только сотрудничеству ученых и научных организаций внутри страны, но и международному сотрудничеству. Об этом свидетельствуют примеры организации Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне с целью проведения совместных со странами социалистического содружества исследований в области ядерной физики или создания Института физики высоких энергий (ИФВЭ) в Серпухове, который в свое время держал лидерство в мире по энергии ускоренных протонов и с которым сотрудничали и сотрудничают многие союзные и зарубежные научные центры.

Проблема научного сотрудничества актуальна и в Армении. Живая связь с ведущими союзными научными учреждениями, а также с зарубежными центрами обеспечивает тот высокий уровень научных исследований, который достигнут в республике. Рассматривая развитие физики в Армянской Советской Социалистической Республике ретроспективно, как уже отмечалось в работе [6], можно выделить три этапа. Первый этап — с 1920 г. по 1942 г. — это этап становления. Он характеризуется минимальным количеством связей, что было обусловлено решением важнейшей задачи — подготовки кадров специалистов. Но уже второй этап (1943—1959 гг.) был отмечен возросшим количеством контактов с ведущими научными учреждениями и специалистами страны. Однако большинство связей носили характер аспирантуры и стажировки, а не равноправного партнерства. Физики республики часто работали сами по себе, хотя многие работы этого периода впоследствии получили мировое признание.

Ситуация в корне изменяется начиная с 1960 г., когда развитие физики в республике вступает в свой третий этап — этап бурного развития. Физики Армении начинают активно участвовать не только в общесоюзных исследовательских программах, например, в исследованиях космоса, но и в мировых программах, например, в сверхдальней радиоинтерферометрии. Стали выполняться работы по заданиям промышленности как самой республики, так и извне. Увеличилась доля вклада результатов научных исследований в народное хозяйство. Резко возросло число физических учреждений в республике, которые в своей деятельности стали активно сотрудничать как между собой, так и с ведущими научными учреждениями страны. Возникли международные связи. Все это явилось проявлением современной научно-технической революции, которую стала переживать Армения.

Представляет интерес проанализировать, в какой степени физические исследования, проводимые в Армении, ведутся в сотрудничестве, определить партнеров и выяснить, какие при этом возникают связи и какова от-

дача этих работ в народное хозяйство. Рассмотрим, не претендуя на полноту, некоторые совместные исследования последних лет.

1. *Физика космических лучей.* Исследования по физике космических лучей с первого дня, как они были начаты в Армении, проводились в тесном контакте со многими коллективами страны. В последнее время возникла необходимость резкого усиления сотрудничества в исследованиях на горе Арагац, где ЕрФИ начал создавать крупнейшую в мире комплексную установку «АНИ» (Адронные наземные исследования), с помощью которой будут изучаться адронные взаимодействия в области энергий  $10^3$  —  $10^6$  ТэВ, намного превышающих энергии действующих и проектируемых ускорителей мира. Уникальные масштабы установки делают совершенно необходимым сотрудничество многих организаций СССР. С семью крупными организациями: Физическим институтом АН (ФИАН) СССР, НИИ ядерной физики (НИИЯФ) Московского государственного университета (МГУ), Московским инженерно-физическим институтом (МИФИ), Московским высшим техническим училищем им. Н. Э. Баумана (МВТУ), Харьковским государственным университетом, Институтом физики АН Гр.ССР, Ленинградским институтом ядерной физики (ЛИЯФ) заключены договоры о сотрудничестве. Только на подготовительном этапе было выпущено два всесоюзных сборника «Вопросы атомной науки и техники» (1981, 1982 гг.), включающих в себя 30 статей по эксперименту «АНИ», и двоянный номер журнала «Известия АН Армянской ССР, Физика» (1982 г.), целиком посвященный проекту «АНИ».

2. *Экспериментальная ядерная физика и физика элементарных частиц.* После запуска Ереванского ускорителя электронов в экспериментальных исследованиях по физике элементарных частиц, проводимых в ЕрФИ, кроме советских институтов принимала участие также и Румыния. В последние годы усилилось сотрудничество с кафедрой физики высоких энергий Ереванского государственного университета (ЕГУ), совместно с которой проводятся исследования фотоядерных реакций и процессов фоторождения частиц. Кроме того, что армянские физики проводили исследования на собственной базе — ускорителе электронов и предоставляли ее для совместных исследований, они принимали и принимают участие в научных программах крупных советских и зарубежных центров. Так, ЕрФИ сотрудничает с ОИЯИ в области релятивистской ядерной физики, а упомянутая выше кафедра ЕГУ — в области кумулятивного рождения элементарных частиц на ядрах. ЕрФИ участвует в обработке, анализе и интерпретации снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры, экспонированной на пучке ускоренных ионов синхрофазотрона ОИЯИ, а также двухметровой водородной пузырьковой камеры, экспонированной пучками антипротонов и антидейтронов Серпуховского ускорителя. По исследованию взаимодействий частиц высоких энергий с ядрами действует тройная коллаборация: ЕрФИ—ЕГУ—ОИЯИ. Она обусловлена тем, что в ЕрФИ и ЕГУ созданы базы для обработки фильмовой информации с пузырьковых камер. Отметим также совместные работы ЕрФИ и Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ, Москва) по изучению процессов взаимодействия л-мезонов с ядрами при больших передачах импульса и ЕГУ и ОИЯИ по поискам сверхтяжелых ядер, существование

которых предсказывает теория. Для организации этих поисков в Аванском солеруднике Еревана на глубине 235 м была создана низкофоновая лаборатория.

С 1982 г. ЕрФИ начинает сотрудничество с ЦЕРН-ом. Освоение современной методики обработки снимков позволит ЕрФИ принять участие в экспериментах на одной из крупнейших установок ЦЕРН-а — Европейском гибридном спектрометре, установленном на пучке адронов ускорителя SPS. В этом эксперименте, целью которого является изучение нового уровня структуры материи — кварк-глюонной структуры, наряду с ЕрФИ принимают участие от СССР также ИФВЭ и еще 10 лабораторий 5 стран Европы и Америки. Следует отметить, что Европейский гибридный спектрометр будет оснащен детекторами рентгеновского переходного излучения, идея создания которых родилась в Армении.

3. *Теоретическая физика.* В области теории элементарных частиц ЕрФИ традиционно сотрудничает с ИТЭФ. Имеется договор о сотрудничестве в этой области между ЕрФИ и Институтом ядерных исследований и ядерной энергетики АН НРБ. Теоретики ЕГУ ведут совместные исследования с Лабораторией теоретической физики ОИЯИ.

В области теории сверхплотных небесных тел и гравитации работы были начаты ЕГУ совместно с Бюраканской астрофизической обсерваторией. В настоящее время кафедра теоретической физики ЕГУ является головной по этой тематике и координирует работы, проводимые во многих учреждениях страны (Институт космических исследований АН СССР, Шемахинская астрофизическая обсерватория, кафедры теоретической физики МГУ, Калининского и Днепропетровского университетов, Институт механики мехмата МГУ, а также Отдел прикладных проблем физики (ОППФ) АН Арм.ССР. Кафедра имеет связи с Центральным институтом астрофизики ГДР и кафедрой теоретической физики университета г. Брио (ЧССР).

Большое развитие в Армении получила теория прохождения частиц высоких энергий через вещество. Эта тематика являлась и является одной из основных в ЕрФИ, и в последние годы она получила дальнейшее развитие в связи с исследованием излучения быстрых электронов и позитронов при их прохождении в определенных направлениях кристаллической решетки. По изучению свойств этого излучения наметилось довольно тесное сотрудничество ЕрФИ с Институтом атомной энергии (ИАЭ) им. И. В. Курчатова, в котором принимает участие также и кафедра атомной физики Ереванского политехнического института. Излучение быстрых заряженных частиц в кристаллах заинтересовало экспериментаторов, которые в ЕрФИ и Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ) независимо провели ряд исследований. Важные результаты были получены в совместных исследованиях ЕрФИ, ХФТИ и СЛАК\* (США). На линейном ускорителе СЛАК (Стенфорд) были получены пучки высокоэнергичных позитронов с энергией от 4 до 14 ГэВ и впервые измерены спектры электромагнитного излучения позитронов таких энергий при их прохождении в определенных направлениях в кристалле.

---

\* SLAC (Stanford Linear Accelerator).

4. *Методические исследования (новые инструменты и методы обработки данных)*. Методические разработки физиков Армении нашли и находят применение во многих лабораториях страны и мира. Это прежде всего методика искровых камер, развитая совместными усилиями физиков Еревана, Тбилиси и Москвы и удостоенная Ленинской премии, затем детекторы рентгеновского переходного излучения, методика получения монохроматических и поляризованных  $\gamma$ -квантов и др. На базе достижений армянских физиков возникают совместные работы. Так, в ЕрФИ была разработана методика определения потоков многозарядных ядер в фотоэмульсиях. При помощи этой методики ведется обработка экспонированных на борту искусственного спутника Земли «Космос-936» по совместному советско-американскому эксперименту фотоэмульсий и исследуется радиационная обстановка в условиях космического полета. Совместно с МИФИ ЕрФИ участвует в создании телескопа «Наталья-II» для исследований по гамма-астрономии на искусственных спутниках Земли.

5. *Радиофизика*. Успехи Института радиофизики и электроники (ИРФЭ) АН АрмССР в создании радиометров для сверхдальней космической связи и радиоастрономии обусловили совместные работы со Специальной астрофизической обсерваторией АН СССР по созданию новых радиометров для радиотелескопа РАТАН-600. В результате был создан мазерный радиометр на волне 1,35 см, который успешно применяется для исследования излучения межзвездных паров воды в Галактике.

6. *Физика полупроводников*. Тесные научные контакты с ЛФТИ поддерживает кафедра полупроводников и проблемная лаборатория физики полупроводниковых материалов ЕГУ. Проводятся совместные исследования фотоэлектрических явлений в полупроводниках и полупроводниковых приборах. В результате был сделан ряд совместных изобретений.

7. *Физика твердого тела и кристаллов*. Работы в этом направлении с точки зрения поиска и исследования новых активных веществ для лазеров и совершенствования технологии выращивания таких кристаллов ведутся в ИРФЭ АН Арм.ССР в сотрудничестве с Институтом геологии и геофизики СО АН СССР. Совместно с Акустическим институтом АН СССР проводятся исследования процессов релаксации в парамагнитных кристаллах методом поглощения ультразвуковой энергии. С целью изучения мазерных свойств парамагнитных кристаллов ИРФЭ проводил исследования совместно с лабораторией электроники Чалмерского университета (г. Гетеборг, Швеция). Исследовалось влияние спин-решеточной релаксации на мазерные свойства парамагнитных кристаллов.

ЕрФИ совместно с Институтом ядерной физики СО АН СССР и учеными из ГДР использует пучки синхротронного излучения Ереванского ускорителя и накопителя в Новосибирске для проведения исследований дальней тонкой структуры рентгеновского поглощения (EXAFS)\* в целях определения структуры радиационных дефектов в полупроводниковых кристаллах.

Многолетний опыт по изучению рентгеновской дифракции, имеющийся у кафедры твердого тела ЕГУ, разработка технологии синтеза совер-

\* EXAFS (Extended X-ray Absorption Fine Structure).

шенных изотопообогатенных магнитоупорядоченных кристаллов в Симферопольском государственном университете, а также опыт Всесоюзного научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ, Моск. обл.) по исследованию мёссбауэровской дифракции обусловили трехстороннее сотрудничество ЕГУ, Симферопольского государственного университета и ВНИИФТРИ по изучению закономерностей когерентного взаимодействия рентгеновского и мёссбауэровского излучений с веществом. Кафедра имеет и зарубежные связи. Совместно с Лондонским Кингс-колледжем и Дархемским университетом проводились исследования в области динамического рассеяния рентгеновских лучей.

На кафедре оптики ЕГУ ведутся совместные исследования с МГУ, Институтом проблем механики и ФИАН СССР по нелинейной оптике жидких кристаллов, а также поверхностной нелинейной оптике жидкостей и кристаллов.

8. *Ускорительная физика.* В области ускорительной физики совместные исследования ведутся в трех направлениях. Это — работы ЕрФИ с Научно-исследовательским институтом электрофизической аппаратуры (НИИЭФА, Ленинград) по модернизации Ереванского синхротрона, с Лабораторией ядерных реакций ОИЯИ, посвященные разработке физических основ возможности ускорения тяжелых ионов в Ереванском электронном синхротроне, и совместные с НИИ физики конденсированных сред ЕГУ теоретические исследования возможностей лазерного ускорения заряженных частиц. Исследования новых способов ускорения заряженных частиц приобретают все большую актуальность, и недавно по инициативе ЕрФИ в Ереване было проведено представительное рабочее совещание с участием ведущих специалистов страны.

9. *Ядерная физика твердого тела.* Это — новое направление исследований, ведущееся в ОППФ АН Арм.ССР. Исследовалась модуляция  $\gamma$ -излучения когерентными акустическими колебаниями, теоретически и экспериментально изучался двойной гамма-ультразвуковой резонанс. Совместно с ИАЭ им. И. В. Курчатова удалось провести исследования двойного гамма-радиочастотного резонанса и изучить влияние резонансного поля на сверхтонкую структуру ядерных уровней.

10. *Прикладные исследования.* Как уже отмечалось, одной из важнейших закономерностей развития науки является интеграция фундаментальных и прикладных исследований. Эту закономерность можно проследить и в Армении, рассматривая прикладные исследования, выполняемые физическими учреждениями республики совместно с научно-производственными объединениями, прикладными институтами и предприятиями народного хозяйства. Только за последние несколько лет физики республики выполнили более 25 прикладных работ совместно с научно-производственными объединениями и другими предприятиями народного хозяйства республики, в которых используются достижения фундаментальных наук. Но прикладные исследования проводятся не только совместно с предприятиями республики. Так, ЕрФИ совместно с Институтом физики АН УССР проводит исследования радиационной стойкости полупроводниковых материалов. Многостороннее сотрудничество осуществляется ЕрФИ по про-

блеме исследования структурного совершенства промышленно важных полупроводниковых материалов с помощью синхротронного излучения. Партнерами ЕрФИ являются Институт полупроводников АН УССР, Институт кристаллографии АН СССР, Институт физики твердого тела АН СССР, ЕГУ.

Методика гамма-резонансной спектроскопии, разработанная в ОППФ АН Арм.ССР, также нашла применение в прикладных исследованиях. Совместно с Институтом молекулярной генетики АН СССР в ОППФ с помощью этой методики изучается функциональная активность металло-содержащих ферментов под влиянием внешних воздействий. Возможности использования модулированного излучения для создания датчиков гидро-акустических полей изучаются в содружестве с Институтом прикладной физики АН СССР.

На кафедре физики высоких энергий ЕГУ совместно с ленинградским институтом Механобр и Армянским научно-исследовательским и проектным институтом цветной металлургии разработан принципиально новый метод оценки степени неоднородности полезных компонент в рудах, имеющий важное практическое значение для определения рентабельности месторождения.

Таким образом, из анализа совместных исследований армянских физиков видно, что сотрудничество с ведущими научными центрами Советского Союза занимает важное место в их деятельности. За последние три года физики республики выполнили более 130 совместных работ, в которых приняли участие около 75 учреждений, из которых более 45 находятся за пределами республики. Такой итог обусловлен прежде всего тем, что Армянская ССР, находясь в составе СССР, получила все возможности для развития науки. Образование СССР способствовало поднятию науки в республике на такой уровень, что она в состоянии вести равноправное сотрудничество с ведущими союзными и зарубежными научными центрами. При этом существенно отметить, что часто идея совместного исследования либо основной вклад принадлежали ученым Армении. Только за последние годы совместные работы выполнялись с организациями 8 стран мира (ГДР, НРБ, СРР, ЧССР, Англия, США, Швеция, Швейцария). Физическая наука в Армении становится во все большей степени производительной силой, и этот процесс со временем будет все углубляться.

В заключение авторы выражают благодарность А. Ц. Амагуни за интерес к работе и полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гарибян Г. М., Сардарян Р. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 158 (1981).
2. CERN, Annual Report 1981, Geneva, 1982.
3. Fermilab 1980, Annual Report of Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois.
4. Wissenschaftlicher Jahresbericht 1979, Deutsches Elektronen Synchrotron, DESY, Hamburg.
5. Капица П. Л. Эксперимент, теория, практика. Изд. Наука, М., 1977, с. 255.
6. Гарибян Г. М., Сардарян Р. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 409 (1980).

## ВЛИЯНИЕ МАССЫ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МАКСИМАЛЬНОМУ ИМПУЛЬСУ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА

$$e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$$

Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

Эксперименты, выполненные в последние годы [1], показали, что адронные конечные состояния в  $e^+ e^-$ -аннигиляции при достаточно высоких энергиях проявляют струйную картину, в согласии с квантовой хромодинамикой (КХД) — неабелевой калибровочной теорией цветных кварков и глюонов, с которой связывается надежда построения теории сильных взаимодействий. Несмотря на то что в настоящее время механизм «обесцвечивания» цветных кварков и глюонов в процессе их адронизации, за который ответственны эффекты, не связанные с теорией возмущений, неясен, КХД позволяет делать предсказания для определенного класса величин, характеризующих жесткие процессы. При описании таких процессов, в том числе и  $e^+ e^-$ -аннигиляции при высоких энергиях, в рамках КХД можно пользоваться теорией возмущений, так как в силу асимптотической свободы теории эффективная константа взаимодействия  $\alpha_s(q^2)$  при достаточно больших значениях  $q^2$  оказывается малой.

К величинам, которые свободны от инфракрасной расходимости и могут быть вычислены в каждом порядке теории возмущений в КХД, относится полное сечение аннигиляции  $e^+ e^-$ -пары в адроны, которое уже посчитано до второго порядка по  $\alpha_s$  включительно [2, 3]. К важным предсказаниям КХД следует отнести образование струй адронов в  $e^+ e^-$ -аннигиляции [4, 5]. Для характеристики «струйности» событий используются такие глобальные параметры, как сфероидальность  $S$  [6], максимально направленный импульс  $T$  [7], некомпланарность  $A$  [8] и некоторые другие. Эти величины менее других чувствительны к деталям фрагментации кварков и глюонов в адроны, и в силу того, что не различают состояний, в которых одна частица заменяется на две параллельно движущиеся частицы с тем же суммарным импульсом, являются инфракрасно стабильными в квантовохромодинамической теории возмущений. Основным достоинством этих переменных является то, что ими можно не только оперировать в КХД, но и находить их на эксперименте, измеряя импульсы адронов в конечном состоянии, и тем самым проверять предсказания теории.

Рассмотрим процесс  $e^+ e^- \rightarrow$  адроны. Максимально направленный импульс  $T_{\text{адр.}}$  с точностью до нормировки определяется так [7, 8]

$$T_{\text{адр.}} = \frac{2}{\sqrt{s}} \max_r \sum_a \mathbf{p}_a \cdot \mathbf{r} \theta(\mathbf{p}_a \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

где суммирование проводится по импульсам наблюдаемых частиц в конечном состоянии,  $\mathbf{r}$  — единичный вектор, характеризующий ось перемен-

ной  $T$ , который определяется для каждого события из условия, чтобы числитель выражения (1) был максимально возможным. В предельном случае, когда адроны образуют две струи с нулевым углом раскрытия, разлетающиеся в противоположных направлениях, имеем  $T_{\text{адр.}} = 1$ . В случае изотропно распределенных в пространстве адронов с равными импульсами  $T_{\text{адр.}} = 1/2$ . Таким образом, величина  $T$  является мерой «струйности» события.

Образование струй адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции находит естественное объяснение в КХД. При умеренных энергиях наблюдаются две струи в конечном состоянии, которые обусловлены процессом  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  в нулевом порядке по  $\alpha_s$ . При достаточно высоких энергиях становится возможным наблюдение трех струй адронов, обязанных процессу  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  в первом порядке по  $\alpha_s$ . Для трехпартоного конечного состояния максимально направленный импульс есть [8]

$$T_{\text{КХД}} = \max(x_1, x_2, x_3). \quad (2)$$

Этой переменной пользуются в расчетах, проводимых на основе КХД. В (2)  $x_i = 2|p_i|/\sqrt{s}$ ,  $p_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) — импульс партонa (соответственно кварка, антикварка и глюона),  $\sqrt{s}$  — полная энергия реакции.

В пределе, когда импульсы адронов в струе параллельны импульсу родительского партонa и когда детектируются все адроны в конечном состоянии, имеет место равенство  $T_{\text{адр.}} = T_{\text{КХД}}$ , которое обусловлено линейностью этих величин по импульсам.

Заметим, что при неучете массы кварков или при асимптотически больших энергиях (далеко от порога образования новых ароматов)  $T_{\text{КХД}}$  меняется в пределах

$$\frac{2}{3} \leq T_{\text{КХД}} \leq 1, \quad (3)$$

где максимальное значение соответствует двухпартоному (двухструйному) событию, а минимальное значение — случаю, когда импульсы всех трех партонov равны. Между тем при энергиях действующих в настоящее время накопителей электронов и позитронов влияние эффекта масс  $c$ - и  $b$ -кварков, не говоря уже о  $t$ -кварке, может оказаться заметным. В частности, при учете массы  $m_f$  кварка аромата  $f$  область изменения переменной  $T_{\text{КХД}}$  определяется условием

$$-\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \sqrt{1 - \frac{3}{4} \eta_f} \leq T_{\text{КХД}} \leq \sqrt{1 - \eta_f}, \quad (4)$$

когда максимальным является импульс  $q$  или  $\bar{q}$ , и

$$-\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \sqrt{1 - \frac{3}{4} \eta_f} \leq T_{\text{КХД}} \leq 1 - \eta_f, \quad (5)$$

когда максимальным является импульс глюона;  $\eta_f \equiv 4m_f^2/s$ . Нетрудно видеть, что в этом случае при не очень больших энергиях и при массе, например,  $b$ -кварка имеет место заметный сдвиг области изменения (3).

Дифференциальные сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  с учетом массы кварка получены в ряде работ (см., например, [9]). В настоящей работе

мы изучаем влияние учета массы кварков на распределение по переменной  $T = T_{\text{КХД}}$  сечения образования трех струй адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Опуская громоздкие промежуточные выкладки, приведем точное в первом порядке по  $\alpha_s$  выражение для распределения по максимальному импульсу одного из партонов, образованных в реакции  $e^+e^- \rightarrow q_f \bar{q}_f g$ :

$$\frac{1}{\sigma_{\text{полн}}} \frac{d\sigma_f}{dT} = 4 \frac{\alpha_s}{\pi} Q_f^2 F(T). \quad (6)$$

В последнем выражении использованы следующие обозначения:  $\sigma_{\text{полн}}$  — полное сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $Q_f$  — заряд кварка в единицах  $e$ ,

$$\alpha_s(s) = \frac{12\pi}{(33 - 2N) \ln \frac{s}{\Lambda^2}}, \quad (7)$$

где  $N$  — число активных ароматов,  $\Lambda$  — параметр теории. Зависимость от переменной  $T$  имеет вид

$$F(T) = \begin{cases} F_1(T) & \text{при } T_0 \leq T < T_1 \\ F_2(T) & \text{при } T_1 \leq T < T_2 \\ F_3(T) & \text{при } T_2 \leq T < T_3, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$T_0 = -\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \sqrt{1 - \frac{3}{4} \eta_f}, \quad T_1 = \frac{2(1 - \sqrt{\eta_f})}{2 - \sqrt{\eta_f}}, \quad T_2 = 1 - \eta_f, \\ T_3 = \sqrt{1 - \eta_f}, \quad (9)$$

$$F_1(T) = \left\{ \frac{T}{T_f(1-T_f)} \left[ 1 + T^2 + \eta_f \left( T_f - \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{T} \left[ 1 + (1-T)^2 - \eta_f \left( T + \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] \right\} \ln \frac{T+T_f-1}{1-T_f} - \\ - (T+2T_f-2) \left\{ 1 + \frac{T[2(2+\eta_f)-T]}{2T_f(1-T_f)} + \frac{\eta_f(2+\eta_f)(T_f-\eta_f)}{4T_f(1-T_f)^2(T+T_f-1)} \right\}, \\ F_2(T) = \frac{T}{T_f(1-T_f)} \left[ 1 + T^2 + \eta_f \left( T_f - \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] \ln \frac{T+T_f}{2-T-T_f} + \\ + \frac{1}{T} \left[ 1 + (1-T)^2 - \eta_f \left( T + \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{\eta_f}{1-T}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\eta_f}{1-T}}} - \\ - \frac{2T(T+T_f-1)}{T_f(2-T-T_f)} \left\{ \frac{3-2T-T_f}{2-T-T_f} + \eta_f \left[ 1 + \frac{2+\eta_f}{2(1-T_f)(T+T_f)} \right] \right\} - \\ - \sqrt{1 - \frac{\eta_f}{1-T}} \left[ T + (2+\eta_f) \frac{1-T}{T} \right], \\ F_3(T) = \frac{T}{T_f(1-T_f)} \left[ 1 + T^2 + \eta_f \left( T_f - \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] \ln \frac{T+T_f}{2-T-T_f} - \\ - \frac{2T(T+T_f-1)}{T_f(2-T-T_f)} \left\{ \frac{3-2T-T_f}{2-T-T_f} + \eta_f \left[ 1 + \frac{2+\eta_f}{2(1-T_f)(T+T_f)} \right] \right\}, \\ T_f = \sqrt{T^2 + \eta_f}. \quad (10)$$

Заметим, что при  $m_f \rightarrow 0$  области определения функций  $F_1$  и  $F_2$  стягиваются в точку и распределение (6), задаваемое функцией  $F_1$ , в точности переходит в аналогичный результат работы [8]. Функции  $F_1$ ,  $F_2$  и  $F_3$  плавно переходят друг в друга на границах соответствующих областей, а именно,  $F_1(T_1) = F_2(T_1)$  и  $F_2(T_2) = F_3(T_2)$ . На нижней границе  $T_0$  области изменения  $T$  сечение (6) обращается в нуль ( $F_1(T_0) = 0$ ), а на верхней границе  $T = T_3$  оно расходится. Это есть обычная инфракрасная расходимость, связанная с испусканием мягкого глюона, которая в полном сечении сокращается с сингулярностью (при значении  $T_f = 1$ ), обусловленной процессом  $e^+e^- \rightarrow q_f \bar{q}_f$  в первом порядке по  $\alpha_s$ . Тем не менее значение полученного в теории возмущений сечения (6) при  $T \rightarrow \sqrt{1-\eta_f}$  не может рассматриваться всерьез в силу того, что эффективный параметр разложения в этом пределе не мал. При неучете массы кварков расходимость возникает при  $T \rightarrow 1$  независимо от энергии реакции. Поэтому обычно вводят параметр обрезания  $T_c < 1$  и считают, что при  $T < T_c$  расчеты в рамках КХД верны. Учет массы кварков приводит к тому, что при данной энергии расходимости, соответствующие  $b$ -,  $c$ - и легким кваркам, будут возникать при разных значениях  $T$ . Вопрос придания смысла расчетам в КХД вблизи точек расходимостей по аналогии с тем, как это делалось в квантовой электродинамике, обсуждался в работе [8].

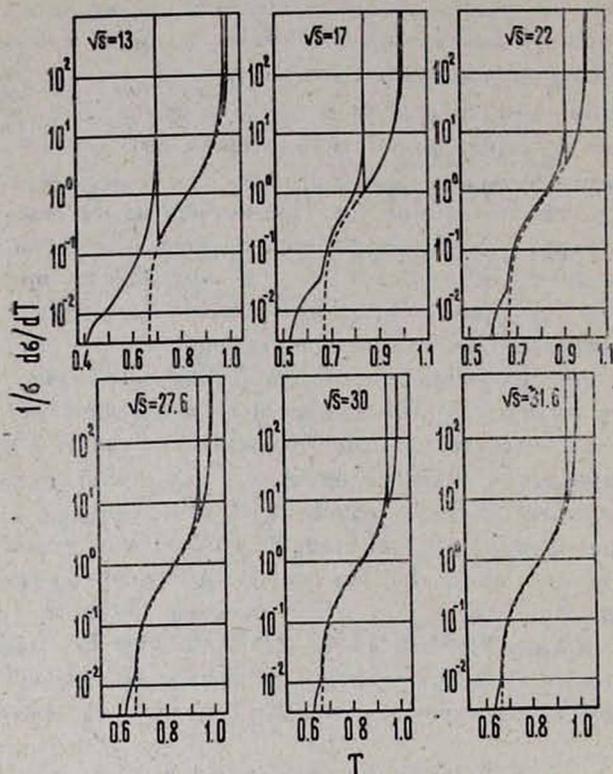
Распределение (6) записано для кварка аромата  $f$ . Для нахождения распределения по максимальному импульсу одной из струй в процессе образования трех струй адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции необходимо выражение (6) просуммировать по всем ароматам. На рисунке приведены графики зависимости полученного таким способом сечения  $d\sigma(e^+e^- \rightarrow 3 \text{ струи})/dT$  от  $T$  при энергиях PETRA: 13, 17, 22, 27, 6, 30 и 31,6 ГэВ. Изображенные на графиках сечения нормированы на полное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ , которое с учетом поправки порядка  $\alpha_s$  имеет вид [2]

$$\sigma = \frac{3}{2} \sigma_{\text{пол}} \sum_f Q_f^2 (2 + \eta_f) \sqrt{1-\eta_f} \left\{ 1 + \frac{2\alpha_s}{3} \frac{1}{\sqrt{1-\eta_f}} \left[ \pi - \frac{1}{4} \left( \pi - \frac{3}{2}\pi \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( 1 - \eta_f + 3\sqrt{1-\eta_f} \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

Так как при этих энергиях  $i$ -кварк еще не проявляется, суммирование проводилось по ароматам  $f = u, d, s, c, b$  и в (7) было положено  $N = 5$ . В численных расчетах были использованы следующие значения масс кварков:  $m_u = 4$  МэВ,  $m_d = 7$  МэВ,  $m_s = 150$  МэВ,  $m_c = 1,25$  ГэВ и  $m_b = 4,6$  ГэВ, а также параметр  $\Lambda = 0,5$  ГэВ.

Чтобы иметь наглядное представление о том, как и до каких энергий учет массы кварков влияет на вычисленное в рамках КХД в первом порядке по  $\alpha_s$  распределение по  $T$ , при каждой энергии мы приводим также график соответствующей зависимости в случае, когда масса кварков не учитывается. При значении  $\sqrt{s} = 13$  ГэВ имеется довольно заметное различие в распределениях. В частности, распределение начинается не со значения  $T = 2/3$ , как обычно принято считать, а с  $T = 0,4$ . Кроме того, имеются два пика: первый, сравнительно широкий, связанный с  $b$ -кварком, и второй, узкий, связанный с  $c$ -кварком. С ростом энергии отличие в рас-

пределах в безмассовом и массивном случаях при небольших значениях  $T$  сохраняется, хотя становится менее выраженным, а пики сужаются и смещаются вправо. На основе приведенных зависимостей можно заключить, что учет масс тяжелых ( $b$  и  $c$ ) кварков может в той или иной мере сказаться на распределении по  $T$  лишь до энергий  $\sqrt{s} \sim 20$  ГэВ.



Зависимость нормированного на полное сечение  $\sigma$  дифференциального сечения  $d\sigma/dT$  процесса образования трех струй адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции от максимально направленного импульса  $T$  одной из струй при некоторых значениях энергии реакции  $\sqrt{s}$ .

Если предположить, что  $t$ -кварк существует и он очень тяжелый, то при энергиях не очень далеко от порога образования пары  $t$ -кварков в найденном в первом приближении КХД распределении по  $T$  при небольших значениях  $T$  будет существовать широкий пик. Для сравнения с экспериментом вычисленное в рамках теории возмущений распределение по  $T$  последнее необходимо усреднить [8] по разбросу  $\Delta T$ , величина которого определяется конкретными условиями эксперимента. Очевидно, что при усреднении пики будут сглаживаться. Поэтому если в будущих экспериментах в распределении по  $T$  трехструйных событий при некотором значении  $T_{(t)}$  будет наблюдаться даже небольшой всплеск, то он может быть обусловлен только  $t$ -кварком, массу которого можно оценить из соотношения

$$m_t = \frac{\sqrt{s}}{2} \sqrt{1 - T_{(t)}^2}.$$

Кроме того, наблюдение событий с  $T < 0,6$  при энергиях  $\sqrt{s} > 31,6$  ГэВ также будет указанием на существование кварка с новым ароматом. Полученное в первом порядке по  $\alpha_s$  точное выражение (6) для распределения

по максимальному импульсу струи может быть использовано для соответствующих расчетов типа Монте Карло.

Автор выражает благодарность В. С. Погосяну за помощь при проведении расчетов на ЭВМ.

Ереванский физический  
институт

Поступила 10. I. 1982

### ЛИТЕРАТУРА

1. Brandelik R. Phys. Lett., 86 B, 243 (1979); 97 B, 453 (1980).  
Barber D. P. et al. Phys. Rev. Lett., 43, 830 (1979).  
Berger C. et al. Phys. Lett., 86 B, 418 (1979); 97 B, 459 (1980).  
Bartel W. et al. Phys. Lett., 91 B, 142 (1980).
2. Appelquist T., Politzer H. D. Phys. Rev. Lett., 34, 43 (1975).
3. Dine M., Supirstein J. Phys. Rev. Lett., 43, 668 (1979).  
Chetyrkin K. G., Kataev A. L., Tkachov F. V. Phys. Lett., 85 B, 277 (1979).  
Bardeen W. A. et al. Phys. Rev., D 18, 3998 (1978).
4. Ellis J., Gaillard M. K., Ross G. G. Nucl. Phys., B 111, 253 (1976); Erratum, B 130, 516 (1977).
5. Sterman G., Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 39, 1436 (1977).
6. Georgi H., Machacek G. Phys. Rev. Lett., 39, 1237 (1977).
7. Farhi E. Phys. Rev. Lett., 39, 1587 (1977).
8. De Rujula A. et al. Nucl. Phys., B 138, 387 (1978).
9. Ioffe B. L. Phys. Lett., 78 B, 277 (1978).  
Granberg G., Ng Y. J., Tye S.-H. H. Phys. Rev., D 21, 62 (1980).  
Kramer G., Schierholz G., Willrodt J. DESY preprint 79/69, 1979.

ՄԱՆՐ ՔՎԱՐԿԻՆԵՐԻ ԶԱՆԳՎԱՅԻ ՀԱՇՎԱՌՄԱՆ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ  
 $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$  ՊՐՈՑԵՍԻ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ԸՍՏ ՄԵՏԱԳՈՒՅՆ  
ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ՎՐԱ

ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Քվանտային քրոմոդինամիկայի առաջին մոտավորությամբ, քվարկների զանգվածի հաշվառմամբ դանված է  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$  ռեակցիայում առաջացած ադրոնների երեք փնջերից առավելագույն  $T$  իմպուլս ունեցող փնջի  $d\sigma/dT$  բաշխումը: Էներգիայի որոշ արժեքների համար բերված  $d\sigma/dT$  կտրվածքի  $F$  կախվածության զրաֆիկների հիման վրա արվում է եզրակացություն, որ ծանր  $c$  և  $b$  քվարկների զանգվածների հաշվառումը կարող է ազդել  $T$  բաշխման վրա միայն մինչև  $\sqrt{s} \sim 20$  ԳէՎ կարգի էներգիաները: Քննարկվում են նաև առավել չհաշվարկված  $t$  քվարկի դրսևորումները ապագա փորձերում:

### THE INFLUENCE OF HEAVY QUARKS MASS ON DISTRIBUTION IN MAXIMUM MOMENTUM OF $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$ PROCESS CROSS SECTION

Yu. G. SHAKHAZARYAN

The distribution in maximum momentum  $T$  of one of three hadron jets produced in the reaction  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$  as a result of quark, antiquark and gluon fragmentation is obtained in the first order  $\alpha_s$  of quantum chromodynamics with due regard for the quark mass. Based on the plots of  $T$ -dependences of differential cross section  $d\sigma/dT$  a conclusion is made that the consideration of heavy  $c$ - and  $b$ -quarks masses may affect to some extent the  $T$ -distribution only up to  $\sqrt{s} \sim 20$  GeV. Some possible manifestations in future experiments of yet undiscovered  $t$ -quark are discussed.

# ДИНАМИКА ИНДУЦИРОВАННЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ПОТОКА ОСЦИЛЛЯТОРОВ В СЛОЙ ПЛАЗМЫ

Э. В. РОСТОМЯН, В. Г. РУХЛИН

## 1. Введение

В настоящее время достигнуты большие успехи в создании мощных генераторов электромагнитного излучения СВЧ диапазона, использующих сильноточные релятивистские электронные пучки. Одним из таких генераторов является мазер на циклотронном резонансе (МЦР), работа которого основана на явлении индуцированного циклотронного излучения электронного пучка [1]. Теория вакуумных МЦР исследует когерентное взаимодействие электронов пучка с полем возбуждаемой электромагнитной волны [2]. Однако с ростом мощности вакуумных МЦР при приближении тока пучка к предельному (вакуумному) значению их к.п.д. существенно падает. Сказывается провисание потенциала пространственного заряда пучка и становится существенной неоднородность энергии электронов по сечению, что резко снижает эффективность резонансного взаимодействия электронов с волной. Заметное увеличение эффективности работы МЦР достигается при заполнении электродинамической системы плазмой, нейтрализующей пространственный заряд и ток пучка, но не экранирующей излучение. Теория плазменных МЦР построена в работе [3] на основе общего формализма электродинамики материальных сред. Такой подход, применяемый, например, в электродинамике плазмы при исследовании плазменных неустойчивостей, является более общим по сравнению с используемым в вакуумной электронике СВЧ и применим, вообще говоря, при любых плотностях пучка и плазмы.

Следует отметить, что теория плазменных генераторов СВЧ излучения — теория коллективного взаимодействия электронного пучка с плазмой в волноводе — построена для случая стационарного, установившегося по длине равновесного состояния пучка. При этом остается открытым вопрос, каким образом в процессе инжекции пучка в плазменный волновод устанавливается то или иное равновесное состояние, при каких условиях пучок вообще может прийти к какому-либо равновесному состоянию и какое время для этого требуется.

Кроме этого при рассмотрении задачи взаимодействия пучка электронов, вращающихся в продольном магнитном поле (потока осцилляторов), с плазмой до настоящего времени ограничивались рассмотрением пространственно неограниченных систем либо систем с плотностью потока, значительно меньшей плотности плазмы, либо ограничивались рассмотрением потоков с малыми поперечными скоростями  $v_{\perp} \ll c$ . Эти ограничения связаны со сложностью получения материальных соотношений в ограниченной системе плазма—поток осцилляторов.

Все эти вопросы требуют рассмотрения нестационарных процессов, связанных с инжекцией и последующим распространением потока осцилляторов в плазме. Процессы, происходящие в плазме при инжекции в нее электронного пучка в условиях заданного тока, т. е. при пренебрежении возмущениями параметров пучка, в неограниченной [4, 5] и ограниченной [6—8] плазме исследованы достаточно полно (см. также [9] и приведенную там литературу).

Учет возмущений пучка в условиях бесконечно сильного магнитного поля [10] показал, что поля, вносимые пучком в плазму, являются зародышем развития неустойчивостей в плазма-пучковых системах. Эти поля экспоненциально растут вследствие резонансного взаимодействия с электронами пучка. При этом максимальный инкремент роста полей равен инкременту нарастания малых возмущений в неограниченной плазме при развитии в ней пучковой неустойчивости.

В настоящей работе решается задача инжекции релятивистского моноэнергетического потока осцилляторов в слой плазмы, ограниченный проводящими стенками. Найдены структура полей, индуцируемых потоком в плазме, и инкременты их роста вследствие циклотронной раскачки полей резонансными частицами. Такая геометрия задачи представляет интерес в связи с тем, что в сильноточной СВЧ электронике используются трубчатые пучки с толщиной, значительно меньшей радиуса, и в первом приближении такую систему можно рассматривать как систему плоской геометрии.

## 2. Поля, индуцируемые потоком осцилляторов в слое плазмы, и инкременты их роста

Пусть плоский релятивистский поток осцилляторов с плотностью  $n_0$  вдоль оси  $z$  инжектируется в момент времени  $t = 0$  в точке  $z = 0$  в слой плазмы, ограниченный проводящими стенками  $x = 0$  и  $x = l$ . Примем, что толщина пучка совпадает с толщиной слоя плазмы (см. рисунок).



Поля, индуцируемые в слое плазмы потоком, определяются из уравнений Максвелла, которые должны быть дополнены граничными условиями

$$E_{zy}|_{x=l} = 0, \quad E_{xy}|_{z=0} = 0$$

и материальными соотношениями, найденными для конкретной модели среды. Плазма считается холодной, чисто электронной, а пучок — моноэнергетическим, с функцией распределения

$$f(\mathbf{p}) = \frac{n_b}{2\pi p_{\perp 0}} \delta(p_{\perp} - p_{\perp 0}) \delta(p_{\parallel} - p_{\parallel 0}), \quad (1)$$

где  $p_{\perp 0} = mv_{\perp 0}\gamma$ ,  $p_{\parallel 0} = mu\gamma$ ,  $\gamma = \left(1 - \frac{u^2 + v_{\perp 0}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ , а  $v_{\perp 0}$  и  $u$  — поперечная и продольная составляющие скорости. Для такой модели пучка и плазмы материальные соотношения в слое плазмы получаются алгебраическими лишь при условии обратного отражения частиц от границ слоя [11], которые фактически моделируют неограниченную плазму.

Учитывая только однородные по  $y$  возмущения и разлагая решения уравнений Максвелла в интеграл Фурье—Лапласа по  $z$  и  $t$  и в ряд Фурье по  $x$ , получаем, например, для поля  $E_z$ , индуцируемого потоком в плазме, следующее выражение:

$$E_z(x, z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sin k_n x \int_{-\infty - i\sigma'}^{\infty + i\sigma'} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \times \\ \times \int_{-\infty - i\sigma}^{\infty - i\sigma} \frac{dk_z}{2\pi} e^{ik_z z} \frac{4\pi i \omega}{c^2} \frac{\Delta_z}{\Delta} j_{bn}^{(0)}(\omega, k_z), \quad (2)$$

где  $k_n = n\pi/l$ ,  $l$  — толщина слоя плазмы,  $\text{Re } \sigma, \sigma' > 0$ ,  $j_{bn}^{(0)}(\omega, k_z)$  — фурье-образ тока пучка,

$$\Delta_z = \left(k_n^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy}\right) \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx}\right) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy}^2,$$

а компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ij}$  включают в себя парциальные вклады как от плазмы, так и от пучка:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^{(p)} + \varepsilon_{ij}^{(b)}.$$

Здесь  $\varepsilon_{ij}^{(p)}$  — обычный тензор для холодной магнитоактивной плазмы,  $\varepsilon_{ij}^{(b)}$  — тензор диэлектрической проницаемости релятивистского моноэнергетического потока осцилляторов, приведенный, например, в [12].

Выражение  $\Delta = 0$  представляет собой дисперсионное соотношение для системы плазма—поток осцилляторов. Оно же определяет интеграл в (2), поскольку его корни совпадают с полюсами подынтегрального выражения. В нулевом приближении, т. е. при пренебрежении пучком, оно принимает вид

$$\Delta_0 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(k_n^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp 1}\right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp 1} \varepsilon_{\parallel 1} - k_n^2 \varepsilon_{\perp 1} - k_z^2 \varepsilon_{\parallel 1}\right) - \\ - \frac{\omega^4}{c^4} g^2 \left(k_n^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\parallel 1}\right), \quad (3)$$

где

$$\varepsilon_1 = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - \Omega^2), \quad g = -\omega_p^2 \Omega / [(\omega^2 - \Omega^2) \omega],$$

$$\varepsilon_{\perp} = 1 - \omega_p^2 / \omega^2, \quad \omega_p^2 = 4 \pi n_p e^2 / m, \quad \Omega = e B_0 / m c$$

( $n_p$  — плотность плазмы,  $B_0$  — внешнее магнитное поле), и определяет частоты возбуждаемых потоком осцилляторов волн в плазме.

Учет пучка малой плотности в дисперсионном соотношении с точностью до членов  $\sim n_b$  дает возможность определить инкременты роста полей. В основе этого роста лежат явления черенковской и циклотронной неустойчивостей, суть которых состоит в индуцированном черенковском и циклотронном излучениях электромагнитных волн электронами пучка при их резонансном взаимодействии с плазмой. Эти элементарные механизмы излучения математически проявляются в виде полюсов первого и второго порядка в пучковом вкладе в тензор диэлектрической проницаемости при условии

$$\omega = k_z u + s \frac{\Omega}{\gamma}, \quad s = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (4)$$

Условие резонансного взаимодействия (4) при  $s = 0$  соответствует черенковскому излучению частиц пучка, а при  $s \neq 0$  — циклотронному излучению, которое возможно лишь при отличной от нуля поперечной скорости электронов пучка ( $v_{\perp 0} \neq 0$ ), причем излучение происходит на циклотронных гармониках, соответствующих нормальному ( $s > 0$ ) и аномальному ( $s < 0$ ) эффекту Доплера.

Дисперсионное соотношение для системы плазма — поток осцилляторов слишком сложно. Даже нахождение невозмущенных частот из (3) в общем виде невозможно. Для того, чтобы решить дисперсионное уравнение с учетом пучкового вклада, перейдем в компонентах тензора диэлектрической проницаемости к пределу разреженной плазмы  $\omega_p \ll \Omega$ . Это возможно потому, что циклотронный резонанс не налагает ограничений на фазовую скорость волн и, следовательно, наличие плазмы не является необходимым для циклотронного резонанса; он возможен и при полном отсутствии плазмы.

При этом в разреженной плазме дисперсионное соотношение и выражения для полей существенно упрощаются. Пучок взаимодействует в основном с  $E$ -волной ( $E_x, E_z, B_y$ ), а дисперсионное соотношение при подстановке значений  $\varepsilon_{ij}^{(b)}$  для холодного релятивистского потока осцилляторов принимает вид

$$\Delta = -\frac{\omega^2}{c^2} \left\{ k_n^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_b^2 \Omega^2 \left( k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right)}{\omega^2 k_n^2 u^2 \gamma^3} \sum_{s=-\infty}^{s=\infty} \frac{f_s^{(1)} f_s^{(n)}(\omega, k_z)}{[k_z - k_{zs}^{(1)}]^2} \right\}. \quad (5)$$

Поправка к дисперсионному соотношению, обусловленная пучком, мала при условии  $|\omega - k_z u - s \Omega / \gamma|^2 \gg \omega_b^2 / \gamma$ , которое ниже считается выполненным. В дисперсионном соотношении (5) пренебрежено членами  $\sim (\omega - k_z u - s \Omega / \gamma)^{-1}$ , которые значительно меньше членов  $\sim (\omega - k_z u - s \Omega / \gamma)^{-2}$  при выполнении резонансных условий (4), и введены следующие обозначения:

$$k_{zs}^{(1)} = \frac{1}{u} \left( \omega - s \frac{\Omega}{\gamma} \right), \quad \lambda_n = k_n v_{\perp 0} \gamma / \Omega, \quad \omega_b^2 = 4 \pi n_b e^2 / m,$$

$$f_s^{(n)}(\omega, k_z) = s^2 \left( k_n^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) + \frac{u^2}{v_{\perp 0}^2} \lambda_n^2 \left( k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) + 2 k_z k_n \lambda_n \frac{u}{v_{\perp 0}}.$$

С точностью до членов первого порядка по  $\omega_b$  дисперсионное соотношение (5) имеет корни в точках:

$$k_z = \pm k_z^{(0)} = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2}, \quad (6)$$

$$k_z = k_{zs}^{(1)} \pm \delta_s, \quad s = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots,$$

где

$$\delta_s^2 = -a_s^2 F_s^2(\omega), \quad s = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots,$$

$$a_s^2 = \frac{\omega_b^2 \Omega^2 s^2}{k_n^2 c^2 u^2 \gamma^3} J_0^2(\lambda_n) \left[ 1 - \frac{s_0^2}{s^2} \right], \quad F_s^2 = \frac{(\omega - \omega_1^{(s)}) (\omega - \omega_2^{(s)})}{(\omega - \omega_3^{(s)}) (\omega - \omega_4^{(s)})},$$

$$\omega_{1,2}^{(s)} = \omega_0^{(s)} (1 \pm \beta), \quad \omega_{3,4}^{(s)} = \omega_0^{(s)} \left[ 1 \pm \beta \left( 1 - \frac{s_0^2}{s^2} \right)^{1/2} \right], \quad \beta = \frac{u}{c},$$

$$\omega_0^{(s)} = s \Omega \gamma_{\parallel}^2 / \gamma, \quad s_0 = k_n c \gamma / \Omega \gamma_{\parallel}, \quad \gamma_{\parallel} = \left( 1 - \frac{u^2}{c^2} \right)^{-1/2}.$$

Для значения  $s = 0$  поправки к корню  $k_{z0}^{(1)} = \omega/u$  получаются из соотношения

$$\delta_0^2 = \frac{\omega_b^2}{u^2 \gamma_{\parallel}^2 \gamma} J_0^2(\lambda_n) \frac{\omega^2}{\omega^2 + k_n^2 u^2 \gamma_{\parallel}^2}. \quad (7)$$

В дальнейшем для простоты будем рассматривать пучок с резким фронтом, однородный по сечению:

$$j_b^{(0)}(x, z, t) = j_0 \gamma \left( t - \frac{z}{u} \right), \quad j_0 = \text{const}, \quad \gamma(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x \geq 0 \end{cases} \quad (8)$$

При этом интегрирование выражения (2) для  $E_z$  по  $k_z$  с учетом вклада всех полюсов (6) приводит к следующему выражению (с точностью до величин первого порядка по  $\omega_b$ ):

$$E_z = j_0 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin k_n x \int_{-\infty + i\sigma'}^{\infty + i\sigma'} \frac{d\omega}{\omega^2} e^{-i\omega t} \left\{ \frac{k_n^2 u^2 \gamma_{\parallel}^2 / k_z^{(0)}}{\omega^2 + k_n^2 u^2 \gamma_{\parallel}^2} \times \right.$$

$$\times \left[ \left( k_z^{(0)} + \frac{\omega}{u} \right) e^{i k_z^{(0)} z} + \left( k_z^{(0)} - \frac{\omega}{u} \right) e^{-i k_z^{(0)} z} \right] +$$

$$+ \frac{\omega^2 \left[ e^{i \left( \frac{\omega}{u} + \delta_0 \right) z} + e^{i \left( \frac{\omega}{u} - \delta_0 \right) z} \right]}{\omega^2 + k_n^2 u^2 \gamma_{\parallel}^2} -$$

$$\left. - i \frac{\gamma u}{\Omega} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{a_s}{s} F_s^2(\omega) \left[ e^{\Phi_+^{(s)}(\omega)} - e^{\Phi_-^{(s)}(\omega)} \right] \right\}, \quad (9)$$

$$\Phi_{\pm}^{(s)}(\omega) = i [\Phi_0^{(s)} + \omega \tau \mp i a_s F_s(\omega)], \quad A_n = 2 [1 - (-1)^n] / k_n l,$$

$$\Phi_0^{(s)} = s \Omega z / \gamma u, \quad \tau = t - z/u.$$

В последнем слагаемом в сумме по  $s$  отсутствует член с  $s = 0$ , который выделен отдельно. Этот член соответствует черенковской раскочке, а остальные члены с  $s \neq 0$  — циклотронной раскочке. Ниже нас будет интересовать именно процесс циклотронной раскочки  $E$ -волны потоком осцилляторов. Поэтому в дальнейшем мы будем исследовать только третий член в (9). Интегрирование этого члена по  $\omega$  может быть проведено лишь приближенно. В асимптотическом пределе больших значений  $\tau$ , когда параметр

$$x_s = \frac{3}{4} \omega_0^{(s)} \left[ \frac{\omega_b^2 \gamma^2 z^2}{s^2 \Omega^2} \frac{z^2}{uc} J_s^2(\lambda_n) \left( 1 - \frac{s_0^2}{s^2} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \quad (10)$$

велик ( $x_s \gg 1$ ), интегрирование можно выполнить методом перевала. Учитывая при этом, что седловые точки определяются выражениями

$$\omega_{1,2}^{(пер)} = \omega_{3,4}^{(s)} \mp \frac{x_s}{3\tau} + i |x_s| \frac{\sqrt{3}}{\tau}, \quad (11)$$

и интегрируя интересующий нас член в (9), получим

$$E_z = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} E_0 \frac{u^3 c}{\Omega^4 l_z} \left( \frac{\gamma}{\gamma_{\parallel}} \right)^4 \sum_{n=1}^{\infty} A_n k_n^2 \sin k_n x \sum_{s > s_0}^{\infty} R_s e^{\sqrt{3} x_s} \frac{x_s^{1/2}}{s^4}, \quad (12)$$

где

$$E_0 = \frac{2\pi l}{u} j_0, \quad R_s = \left( 1 - \frac{s_0^2}{s^2} \right)^{-1/2} \left[ \frac{\cos(\gamma_s - \psi_s)}{\lambda_{\pm}^2} - \frac{\cos(\gamma_s + \psi_s)}{\lambda_{\pm}^2} \right],$$

$$\lambda_{\pm}^2 = 1 \pm \beta \left( 1 - \frac{s_0^2}{s^2} \right)^{1/2}, \quad \gamma_s = \omega_0^{(s)} \left( t - \frac{zu}{c^2} \right),$$

$$\psi_s = \omega_0^{(s)} \tau \beta \left( 1 - \frac{s_0^2}{s^2} \right)^{1/2} - x_s - \frac{\pi}{12}.$$

В выражении (12) учтены лишь циклотронные гармоники, удовлетворяющие условию  $|s| > s_0$ . Для гармоник с  $s \leq s_0$  инкременты нарастания полей не зависят от плотности пучка, что лишено физического смысла, и поэтому такие гармоники в (12) не учтены.

Из формулы (12) видно, что индуцированное потоком осцилляторов поле  $E_z$  представлено набором гармоник. Разные гармоники поля растут по-разному. Для гармоники с фиксированным значением  $s$  инкремент роста равен  $\sqrt{3} x_s$ . В фиксированной точке каждая гармоника нарастает со временем как  $\exp(t^{1/3})$  и как  $\exp t$  в системе, движущейся вместе с пучком. При этом амплитуда поля становится максимальной на расстоянии  $1/3$  длины пучка за его фронтом. В этой точке рост поля дается законом

$$E_s \sim \exp \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2} \left[ \frac{\omega_b^2 \Omega u}{2 \gamma^2 c} (s^2 - s_0^2)^{1/2} J_s^2(\lambda_n) \right]^{1/3} t \right\}. \quad (13)$$

Исследование  $x_s$  как функции  $s$  показывает, что в условиях  $s_0 \gg 1$  (что соответствует  $l \ll c\gamma/\Omega\gamma_{\parallel}$ , т. е. малой толщине слоя)  $x_s$

принимает максимальное значение при  $s=s^*=[s'] + 1$  (квадратные скобки означают целую часть), где

$$s' = \begin{cases} s_0, & \beta_{\perp} \gamma_{\parallel} < 1, \\ s_0 \beta_{\perp} \gamma_{\parallel}, & \beta_{\perp} \gamma_{\parallel} > 1, \end{cases} \quad \beta_{\perp} = \frac{v_{\perp 0}}{c}. \quad (14)$$

Поэтому по истечении достаточно большого времени из всей суммы по  $s$  наиболее существенный вклад будет вносить слагаемое с максимальным инкрементом  $s = s^*$ . В соответствии с этим индуцированное поле при больших временах будет иметь вид

$$E_z = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} E_0 \frac{u^3 c}{\Omega^4 l z} \left( \frac{\gamma}{\gamma_{\parallel}} \right)^4 \sum_{n=1}^{\infty} A_n k_n^2 \sin k_n x \cdot R_{s^*} \frac{\exp(\sqrt{3} x_{s^*}) x_{s^*}^{1/2}}{(s^*)^4}, \quad (15)$$

а максимальный инкремент  $\sqrt{3} x_s$  при этом равен

$$\sqrt{3} x_s = \frac{3\sqrt{3}}{4} \left( \frac{\omega_b^2 \Omega z^2 \tau}{2\pi \gamma^2 u c} \right)^{1/3} \begin{cases} \left( \frac{2}{s_0} \right)^{1/6} \left( \frac{1}{2} e^{\beta_{\perp} \gamma_{\parallel}} \right)^{2s_0/3}, & \beta_{\perp} \gamma_{\parallel} \ll 1 \\ 1, & \beta_{\perp} \gamma_{\parallel} \approx 1 \\ \frac{1}{2} \beta_{\perp} \gamma_{\parallel} s_0, & \beta_{\perp} \gamma_{\parallel} \gg 1. \end{cases} \quad (16)$$

Таким образом, по истечении достаточно большого времени индуцированное поле фактически является одномодовым. Поле с данной модой  $s \gg 1$  можно получить, потребовав выполнения условий

$$\begin{aligned} s > s_0 = n\pi c \gamma / l \Omega \gamma_{\parallel} > s - 1, & \quad \beta_{\perp} \gamma_{\parallel} \lesssim 1, \\ s > \lambda_n = n\pi v_{\perp 0} \gamma / l \Omega > s - 1, & \quad \beta_{\perp} \gamma_{\parallel} \gg 1. \end{aligned} \quad (17)$$

Особый интерес представляет случай  $v_{\perp 0} \ll c$ , поскольку, строго говоря, только такие пучки могут быть сильноточными. Предполагая при этом толщину слоя достаточно большой для выполнения условия  $s_0 \ll 1$ , получаем следующее значение для инкремента нарастания  $s$ -гармоники поля:

$$\sqrt{3} x_s = \frac{3\sqrt{3}}{4} \left[ \frac{\omega_b^2 \Omega z^2 \tau}{\gamma^2 u c} \frac{s}{s!} \left( \frac{\lambda_n}{2} \right)^{2s} \right]^{1/3}. \quad (18)$$

Из (18) видно, что максимальным инкрементом обладают гармоники с  $s = \pm 1$ . Следовательно, в указанных условиях ( $v_{\perp 0} \ll c$  и  $l \gg c/\Omega$ ) циклотронное излучение пучка происходит в основном на гармониках  $s = \pm 1$ , соответствующих нормальному и аномальному эффектам Доплера. Это совпадает с результатом работы [3].

В условиях же тонкого слоя ( $v_{\perp 0} \ll c$ ,  $l \ll c/\Omega$ ) максимальный инкремент нарастания дается первой из формул (16), а индуцированное поле определяется в основном первым членом ряда Фурье и равно

$$\begin{aligned} E_z = & -\frac{16}{3} E_0 \left( \frac{u}{c} \right)^3 \left( \frac{c \gamma}{\Omega \gamma_{\parallel}} - x^{(0)} \right)^{1/2} e^{\sqrt{3} x^{(0)}} \sin \frac{\pi x}{l} \times \\ & \times \sin \frac{\pi c \gamma_{\parallel}}{l} \left( t - \frac{z u}{c^2} \right) \sin \left( x^{(0)} + \frac{\pi}{12} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$x^{(i)} = \frac{3}{4} \frac{A}{\alpha^{1/6}} \left( \frac{1}{2} e^{\beta_{\perp} \gamma_{\parallel}} \right)^{2\alpha/3}, \quad A = \left( \frac{\omega_b^2 Q z^2}{\sqrt{2} \pi \gamma^2 u c} \right)^{1/3}, \quad \alpha = \frac{\pi c \gamma}{Q \gamma_{\parallel} l}.$$

Интеграл в (9) можно вычислить и в другом предельном случае — при  $x_s \ll 1$ . Это условие соответствует областям вблизи плоскости инжекции либо областям вблизи фронта пучка. Вычисления показывают, что и на таких расстояниях индуцированное пучком поле модулировано на частотах, кратных циклотронной.

### 3. Заключение

Подведем итог проведенному выше анализу нестационарных процессов, связанных с инжекцией релятивистского моноэнергетического потока осцилляторов в плазменный слой. Поток осцилляторов индуцирует в плазме поля, осциллирующие с частотами, кратными циклотронной ( $eB_0/mc$ ). Амплитуды этих полей экспоненциально нарастают со временем вследствие резонансного взаимодействия электронов потока с индуцированными полями. При этом на фиксированном расстоянии от плоскости инжекции поле растет как  $\exp(l^{1/3})$ . В системе же, движущейся вместе с пучком, поля растут как  $\exp t$ . В этом случае инкремент нарастания каждой из гармоник максимален на расстоянии  $1/3$  длины пучка от его фронта. Это приводит к наличию резкого пика на расстоянии, равном  $2/3$  длины пучка от плоскости инжекции.

Индуцированные поля, воздействуя на пучок, модулируют его на частотах, кратных циклотронной. Модулированный пучок взаимодействует с индуцированным им же волновым полем, что приводит к дальнейшему росту амплитуды поля. При этом амплитуда индуцированного поля может значительно превосходить собственное поле пучка в вакууме, хотя возмущения пучка все еще малы. Эта амплитуда может также намного превосходить уровень тепловых флуктуаций, нарастающих в системе плазма-пучок, и при этом максимально достижимая в линейном приближении величина поля оказывается порядка поля захвата волной частиц пучка [9].

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Рухадзе за обсуждение работы.

Институт радиофизики  
и электроники АН Арм. ССР

Поступила 28. III. 1982

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Радиофизика, 10, 1414 (1967).
2. Релятивистская высокочастотная электроника. Сб. статей под ред. А. В. Гапонова-Грехова, Горький, 1979.
3. Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. УФН, 133, 3 (1981).
4. Рухадзе А. А., Рухлин В. Г. ЖЭТФ, 61, 177 (1971).
5. Росинский С. Е., Рухлин В. Г. ЖЭТФ, 64, 858 (1973).
6. Росинский С. Е. и др. ЖЭТФ, 66, 1350 (1974).
7. Росинский С. Е., Ростомян Э. В., Рухлин В. Г. Физика плазмы, 2, 49 (1976).
8. Росинский С. Е., Ростомян Э. В., Рухлин В. Г. Физика плазмы, 3, 1244 (1977).

9. Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. Атомиздат, М., 1980.
10. Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В. Физика плазмы, 4, 463 (1978).
11. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы, Атомиздат, М., 1976.
12. Ахиезер А. И. и др. Электродинамика плазмы, Изд. Наука, М., 1974.

ՊԼԱՉՄԱՅԻ ՇԵՐՏ ՆԵՐՀՈՍՎԱԾ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐՆԵՐԻ  
ՓՆՋՈՎ ԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ԴԱՇՏԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ

Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Վ. Գ. ՐՈՒԽԼԻՆ

Հետազոտված է պլազմայի շերտ ներհոսված օսցիլյատորների առկայությամբ, մոնոէներգետիկ փնջով ինդուկցված դաշտերի զարգացման դինամիկան: Գտնված են սեղանային մասնիկների հետ ցիկլոտրոնային փոխազդեցությանը սլաբաձևով դաշտերի անման տարածա-ժամանակային ինկրեմենտները:

THE DYNAMICS OF INDUCED FIELDS AT THE INJECTION  
OF OSCILLATORS FLUX INTO A PLASMA LAYER

E. V. ROSTOMYAN, V. G. RUKHLIN

Nonstationary processes connected with the injection and subsequent propagation of a relativistic flux of oscillators into a plasma layer bounded with conducting walls are considered. The structure of fields induced by the flux in plasma and the increments of their space-time increase due to the cyclotron swing of the fields by resonance particles are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 322—328 (1982)

ԴՄՈՒՑԵՆՏՐՈՎՈՅ ԲԱԶԼՈՋՈՒՄԸ ԴՆՅԱ ԲՈՏԵՆՑԻԱԼՈՎ  
ՄԵՋՄՈԼԵԿՈՒԼՅԱՐՈՂՈ ՎԶԱԻՄՈՎԵՅԻՄՈՒՄԻ

Դ. Ա. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Как известно, связь между нейтральными атомами и молекулами в отсутствие заметного обмена электронами осуществляется слабыми силами Ван-дер-Ваальса, носящими, главным образом, квантовомеханический характер (см., например, [1]). Однако несмотря на то что их физическая природа достаточно ясна, конкретные расчеты межмолекулярного взаимодействия, особенно для многоатомных молекул, являются слишком сложными, чтобы их можно было бы довести до численных результатов.

В работе [2] построена количественная теория молекулярных кристаллов, где для описания взаимодействия молекул предложен метод эмпирических атомных потенциалов. Согласно этому методу, потенциал межмолекулярного взаимодействия является аддитивной функцией парных взаимодействий атомов, составляющих молекулы. Потенциал же взаимодействия атома  $i$  одной молекулы с атомом  $j$  другой может быть разбит на два слагае-

9. Рухадзе А. А. и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. Атомиздат, М., 1980.
10. Рухадзе А. А., Рухлин В. Г., Северьянов В. В. Физика плазмы, 4, 463 (1978).
11. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы, Атомиздат, М., 1976.
12. Ахиезер А. И. и др. Электродинамика плазмы, Изд. Наука, М., 1974.

ՊԼԱՉՄԱՅԻ ՇԵՐՏ ՆԵՐՀՈՍՎԱԾ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐՆԵՐԻ  
ՓՆՋՈՎ ԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ԴԱՇՏԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ

Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Վ. Գ. ՐՈՒԽԼԻՆ

Հետազոտված է պլազմայի շերտ ներհոսված օսցիլյատորների առկայությամբ, մոնոէներգետիկ փնջով ինդուկցված դաշտերի զարգացման դինամիկան: Գտնված են սեղանային մասնիկների հետ ցիկլոտրոնային փոխազդեցությանը սլաբաձևով դաշտերի անման տարածա-ժամանակային ինկրեմենտները:

THE DYNAMICS OF INDUCED FIELDS AT THE INJECTION  
OF OSCILLATORS FLUX INTO A PLASMA LAYER

E. V. ROSTOMYAN, V. G. RUKHLIN

Nonstationary processes connected with the injection and subsequent propagation of a relativistic flux of oscillators into a plasma layer bounded with conducting walls are considered. The structure of fields induced by the flux in plasma and the increments of their space-time increase due to the cyclotron swing of the fields by resonance particles are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 322—328 (1982)

ԴՄՈՒՑԵՆՏՐՈՎՈՅ ԲԱԶԼՈՋՈՒՄԸ ԴՐԱ ՍՏԵՆԿԻԱԼՈՎ  
ՄԵՋՄՈԼԵԿՈՒԼԱՐՆՈՅ ՎԶԱԻՄՈՎԵՅԻՄՈՒՄԻ

Դ. Ա. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Как известно, связь между нейтральными атомами и молекулами в отсутствие заметного обмена электронами осуществляется слабыми силами Ван-дер-Ваальса, носящими, главным образом, квантовомеханический характер (см., например, [1]). Однако несмотря на то что их физическая природа достаточно ясна, конкретные расчеты межмолекулярного взаимодействия, особенно для многоатомных молекул, являются слишком сложными, чтобы их можно было бы довести до численных результатов.

В работе [2] построена количественная теория молекулярных кристаллов, где для описания взаимодействия молекул предложен метод эмпирических атомных потенциалов. Согласно этому методу, потенциал межмолекулярного взаимодействия является аддитивной функцией парных взаимодействий атомов, составляющих молекулы. Потенциал же взаимодействия атома  $i$  одной молекулы с атомом  $j$  другой может быть разбит на два слагае-

мых —  $U_{ij}$  и  $U_{ij}^{эст.}$ , где  $U_{ij}$  учитывает квантовомеханические силы отталкивания и дисперсионного притяжения,  $U_{ij}^{эст.}$  — электростатическая энергия остаточных зарядов атомов (если молекулы полярные). Для  $U_{ij}$  обычно используется функция вида

$$U_{ij} = b_{ij} r_{ij}^{-s_1} - a_{ij} r_{ij}^{-s_2}, \quad s_1 > s_2 > 1, \quad (1)$$

где  $a_{ij}$ ,  $b_{ij}$  — эмпирические константы, зависящие лишь от сорта атомов  $i$  и  $j$ ,  $r_{ij}$  — расстояние между атомами. Таким образом, вычисление энергий взаимодействия молекул методом атомных потенциалов сводится к прямому суммированию величин  $U_{ij}$  и  $U_{ij}^{эст.}$  по всем возможным расстояниям  $r_{ij}$  (обычно это делается на ЭВМ).

Метод атомных потенциалов может быть применен [3] и к двум довольно большим классам органических веществ: к пластическим и жидким кристаллам, где имеет место вращение молекул. Однако в этом случае необходимо знание явной зависимости энергии межмолекулярного взаимодействия от углов, характеризующих относительные ориентации молекул (углы Эйлера)\*.

Для электростатической составляющей потенциальной энергии эта задача фактически решена в работах [6, 1], где получено разложение кулоновского потенциала взаимодействия двух распределений зарядов по шаровым функциям относительно систем координат с началами в центрах этих распределений (двухцентровое разложение). Для расчета же энергии ван-дер-Ваальсовского взаимодействия (1) необходимо иметь аналогичное разложение для функций типа  $r_{ij}^{-s}$  ( $s > 1$ ). В работе [7] предложен метод двухцентрового разложения функции  $r_{ij}^{-s}$  для расстояний, значительно превышающих характерные размеры взаимодействующих систем. Однако необходимо иметь в виду, что в зависимости от способа упаковки молекул и их геометрии в молекулярных структурах часто это условие не выполняется. В этом случае применение метода [7] встречает трудности, которые, по-видимому, создают неудобства для развития теории в этом направлении. Целью настоящей статьи является развитие такого подхода к двухцентровому разложению потенциалов  $U_{ij}$ , когда расстояние между молекулами является произвольным.

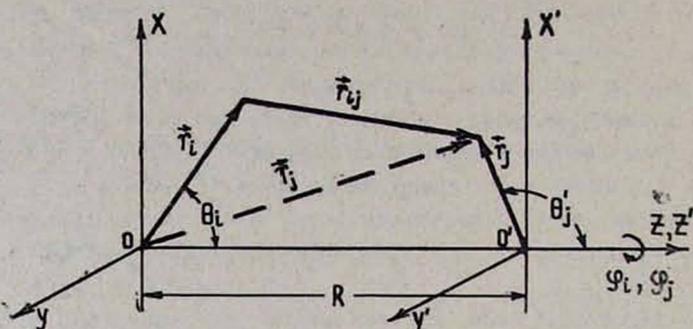
Рассмотрим взаимодействие двух жестких несферических молекул, центры инерции которых находятся на расстоянии  $K$  друг от друга. Введем декартовы системы координат, начала которых расположены в центрах молекул, так, чтобы направление  $K$  совпадало с осями  $z$  и  $z'$  обеих систем, а оси  $x$  и  $x'$  ( $y$  и  $y'$ ) были параллельны (см. рисунок). Пусть радиус-векторы отдельных атомов первой молекулы в системе  $(xyz)$  будут  $r_i$ , а сферические координаты —  $(r_i, \theta_i, \varphi_i)$ . Соответственно радиус-векторы и сферические координаты атомов другой молекулы в системе  $(xyz)$  обозначим через  $r_j$  ( $r_j, \theta_j, \varphi_j$ ), а в системе  $(x'y'z')$  —  $r'_j$  ( $r'_j, \theta'_j, \varphi'_j$ ). Обратная величина расстояния между атомами  $i$  и  $j$  в степени  $s$

\* Например, в теории фазовых переходов в жидких кристаллах эйлеровские углы являются динамическими переменными в гамильтониане взаимодействия. Средние значения функций от этих переменных играют роль параметров дальнего ориентационного порядка [4, 5].

может быть представлена в виде следующего разложения по ультрасферическим функциям (полиномам Гегенбауэра, см., например, [8]):

$$\frac{1}{r_{ij}^s} = \frac{1}{|r_j - r_i|^s} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r_{<}^n}{r_{>}^{n+s}} C_n^{s/2}(\cos \gamma_{ij}), \quad (2)$$

где  $r_{<} = \min(r_i, r_j)$ ,  $r_{>} = \max(r_i, r_j)$ ,  $\gamma_{ij}$  — угол между векторами  $r_i$  и  $r_j$ ,  $C_n^s(x)$  — полином Гегенбауэра\*.



Две системы координат, используемые при получении двухцентрового разложения функции  $r_{ij}^{-s}$ .

При произвольной пространственной конфигурации молекул возможны ситуации, когда  $r_i > r_j$  для одних пар атомов и  $r_i < r_j$  — для других. Рассмотрим частный случай, когда распределения зарядов молекул не перекрываются. При этом выполняется неравенство  $r_i + r_j' < R$ . Учитывая также, что  $r_j = (R^2 + 2Rr_j' \cos \theta_j' + r_j'^2)^{1/2}$ , получим  $r_i < r_j$ . Поэтому в дальнейшем мы будем полагать, что  $r_{<} \equiv r_i$ ,  $r_{>} \equiv r_j$ \*\*.

Применим теперь теорему о разложимости любого полинома по ортогональным полиномам [9] к ультрасферическим функциям и разложим их по полиномам Лежандра  $P_l(x)$ :

$$C_n^{s/2}(\cos \gamma_{ij}) = \sum_{l=0}^n A_{nl}^s P_l(\cos \gamma_{ij}), \quad (3)$$

где

$$A_{nl}^s = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 C_n^{s/2}(x) P_l(x) dx. \quad (4)$$

Применим теперь к  $P_l(\cos \gamma_{ij})$  теорему сложения:

$$P_l(\cos \gamma_{ij}) = \sum_{m=-l}^l \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} P_l^{|m|}(\cos \theta_i) P_l^{|m|}(\cos \theta_j) \exp[im(\varphi_j - \varphi_i)], \quad (5)$$

где  $P_l^{|m|}(x)$  — присоединенный полином Лежандра.

\* Здесь и в дальнейшем в определении специальных функций мы следуем [8].

\*\* В случае пластических кристаллов указанные тождества имеют место всегда. Действительно, в этом случае можно считать, что каждая молекула ограничена сферой, радиус которой равен наибольшему значению  $r_i$  (или  $r_j'$ ), причем ясно, что ближайšie сферы не должны соприкасаться.

Фигурирующие в (2) и (5) величины  $r_j^{-n-s}$  и  $P_l^{m_l}(\cos \theta_j)$  являются непрерывными функциями от  $\cos \theta_j$ , поэтому их произведение может быть разложено по ортогональным функциям  $P_k^{m_k}(\cos \theta_j)$ :

$$r_j^{-n-s} P_l^{m_l}(\cos \theta_j) = \sum_{k=|m_l|}^{\infty} B_{nlk}^{m_l, s}(R, r_j) P_k^{m_l}(\cos \theta_j), \quad (6)$$

где

$$B_{nlk}^{m_l, s}(R, r_j) = \frac{(2k+1)(k-|m_l|)!}{2(k+|m_l|)!} \int_{-1}^1 r_j^{-n-s} P_l^{m_l}(\cos \theta_j) P_k^{m_l}(\cos \theta_j) d(\cos \theta_j). \quad (7)$$

Подставляя (3)–(7) в (2) и учитывая, что  $\varphi_j = \varphi_j'$ , получим линейное разложение для  $r_{ij}^{-s}$ :

$$\frac{1}{r_{ij}^s} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=0}^n \sum_{m=-l}^l \sum_{k=|m|}^{\infty} \Phi_{nlk}^{m_l, s}(R, r_i, r_j) Y_l^{m_l}(\Omega_i) Y_k^m(\Omega_j). \quad (8)$$

Здесь  $Y_l^m(\Omega)$  — шаровая функция,  $\Omega = (\theta, \varphi)$ ,

$$\Phi_{nlk}^{m_l, s}(R, r_i, r_j) = N_{lm} N_{km}^{-1} N_{l0}^{-2} r_i^n A_{nl}^s B_{nlk}^{m_l, s}(R, r_j),$$

$$N_{lm} = \left[ \frac{(2l+1)(l-|m|)!}{4\pi(l+|m|)!} \right]^{1/2}.$$

Вычисление коэффициентов  $A$  и  $B$  выполнено в Приложении. В частном случае кулоновского потенциала ( $s=1$ ) разложение (8) сводится к формуле, полученной в [6].

Используя (1) и (8), получим парную энергию взаимодействия молекул в виде

$$V_{12} = \sum_s \sum_{l, j} \sum_{n, l, k, m} f_{ij}^s \Phi_{nlk}^{m_l, s}(R, r_i, r_j) Y_l^{m_l}(\Omega_i) Y_k^m(\Omega_j), \quad (9)$$

где  $s=1, s_1, s_2$ ,  $f_{ij}^s = e_i e_j$  ( $e_i$  — остаточный заряд атома  $i$ ),  $f_{ij}^{s_1} = b_{ij}$ ,  $f_{ij}^{s_2} = -a_{ij}$ , суммирование по  $i, j$  проводится по всем атомам (и зарядам) каждой молекулы.

Формуле (9) можно придать более удобную форму, если записать шаровые функции  $Y_l^m(\Omega)$  в системах координат, зафиксированных некоторым образом относительно молекул (молекулярные системы координат). В этом случае зависимость  $V_{12}$  от относительной ориентации молекул становится явной. Пусть  $(x y z)$  и  $(x' y' z')$  — молекулярные системы координат, начала которых совпадают с центрами молекул, а  $\omega_1 = (\varphi_1, \theta_1, \psi_1)$  и  $\omega_2 = (\varphi_2, \theta_2, \psi_2)$  — соответственно углы Эйлера, преобразующие систему  $(x y z)$  в  $(\bar{x} \bar{y} \bar{z})$  и  $(x' y' z')$  в  $(\bar{x}' \bar{y}' \bar{z}')$ . Преобразование угловых координат в (9) осуществляется обычным образом (см., например, [10]) — с помощью унитарных матриц вращений ( $D$ -матриц Вигнера). Используя (9), окончательно получаем

$$V_{12}(R, \omega_1, \omega_2) = \sum_{\substack{n, l, k \\ m, m', m''}} W_{nlk}^{m_l, m', m''}(R) D_{mm'}^{l*}(\omega_1) D_{mm''}^k(\omega_2), \quad (10)$$

где  $D_{mm'}^{l(\omega)}$  — матричные элементы представления группы трехмерных вращений,  $m' = -l, -l+1, \dots, +l$ ,  $m'' = -k, -k+1, \dots, +k$ ,

$$W_{nlk}^{m'm'}(R) = \sum_s \sum_{i,j} f_{ij}^s \Phi_{nlk}^{lml's}(R, r_i, r_j) Y_l^{m''}(\bar{\Omega}_i) Y_k^{m'}(\bar{\Omega}_j),$$

$\bar{\Omega}_i = (\bar{\theta}_i, \bar{\varphi}_i)$  — угловые координаты атома  $i$  в системе  $(\bar{x} \bar{y} \bar{z})$ .

Формула (10) решает поставленную задачу. Рассмотрим некоторые частные случаи.

1) *Двухатомные молекулы.* Направим оси  $\bar{z}, \bar{z}'$  вдоль линий, соединяющих атомы  $B$  с атомами  $A$ . Угловые координаты  $(\bar{\theta}, \bar{\varphi}), (\bar{\theta}', \bar{\varphi}')$  атомов  $A$  будут  $(0, 0)$ , а атомов  $B$  —  $(\pi, 0)$ . Тогда

$$Y_l^m(0, 0) = \delta_{m0} N_{l0}, \quad Y_l^m(\pi, 0) = (-1)^l \delta_{m0} N_{l0}, \quad (11)$$

где  $\delta_{m0}$  — символ Кронекера. Подставляя (11) в (10), получим

$$V_{12}^{\text{двух.}}(R, \Omega_1, \Omega_2) = \sum_{l, l', k, m} \tilde{W}_{nlk}^n(R) Y_l^{m''}(\Omega_1) Y_k^m(\Omega_2), \quad (12)$$

где

$$\tilde{W}_{nlk}^m(R) = \sum_s \sum_{i, j=A}^B \varepsilon_{ij} f_{ij}^s \Phi_{nlk}^{lml's}(R, r_i, r_j),$$

$$\varepsilon_{AA} = 1, \quad \varepsilon_{AB} = (-1)^k, \quad \varepsilon_{BA} = (-1)^l, \quad \varepsilon_{BB} = (-1)^{k+l},$$

$\Omega_1 = (\theta_1, \varphi_1)$  и  $\Omega_2 = (\theta_2, \varphi_2)$  — соответственно углы, описывающие ориентации молекулярных осей  $\bar{z}, \bar{z}'$  относительно систем координат  $(xyz)$  и  $(x'y'z')$ .

2) *Квазицилиндрические молекулы.* В жидких кристаллах нематического типа, образованных из молекул вытянутой формы, может иметь место свободное вращение относительно длинных осей молекул [11]. В этом случае каждая молекула обладает аксиальной симметрией. Направим оси  $\bar{z}, \bar{z}'$  вдоль длинных осей молекул и усреднив  $V_{12}(R, \omega_1, \omega_2)$  по углам  $\psi_1$  и  $\psi_2$ , получим

$$V_{12}^{\text{н.л.}}(R, \Omega_1, \Omega_2) = \sum_{n, l, k, m} W_{nlk}^{n00}(R) N_{k0}^{-1} N_{l0}^{-1} Y_l^{m''}(\Omega_1) Y_k^m(\Omega_2). \quad (13)$$

Таким образом, развитый здесь подход позволяет найти аналитическую зависимость потенциалов межмолекулярного взаимодействия от относительной ориентации молекул. Знание такой зависимости может значительно упростить машинные расчеты потенциальной энергии в одних случаях и быть просто необходимым при вычислении термодинамических свойств ряда молекулярных систем — в других. Отметим, что при рассмотрении случая, когда имеются области перекрывания зарядов, общий вид формул (9) и (10) сохраняется. Меняется лишь характер зависимости коэффициентов  $\Phi_{nlk}^{lml's}$  от координат  $r_i, r_j, R$ . Аналитические выражения для этого случая будут приведены в следующей публикации.

Вычислим коэффициенты  $B_{nlk}^{lm, s}(R, r_j)$ , задаваемые формулой (7).  
 Применим тождество, полученное в [12]:

$$r_j^l P_l^{(m)}(\cos \theta_j) = \sum_{q=|m|}^l \frac{(l+|m|)!}{(q+|m|)!(l-q)!} r_j^q R^{l-q} P_q^{(m)}(\cos \theta_j). \quad (\text{П.1})$$

Разлагая в (7) функцию  $r_j^{-n-l-s} = |R + r_j|^{-n-l-s}$  в ряд по полиномам Гегенбауэра (см. формулу (2)) и подставляя (П. 1) в (7), получаем

$$B_{nlk}^{lm, s}(R, r_j) = 2\pi N_{km}^2 R^{-n-s} \sum_{t=0}^m \sum_{q=|m|}^l (-1)^t \frac{(l+|m|)!}{(q+|m|)!(l-q)!} \times \\ \times \left(\frac{r_j}{R}\right)^{t+q} J_{nlkqt}^{lm, s} \quad (\text{П.2})$$

где

$$J_{nlkqt}^{lm, s} = \int_{-1}^1 C_t^{\frac{n+s+l}{2}}(x) P_k^{(m)}(x) P_q^{(m)}(x) dx. \quad (\text{П.3})$$

Для вычисления (П. 3) воспользуемся формулой разложения для функций  $P_n^m(x)$  (см. [10]):

$$N_{k0}^{-1} N_{q0}^{-1} N_{km} N_{qm} P_k^m(x) P_q^m(x) = \\ = \sum_{\nu=|k-q|}^{k+q} N_{\nu 0}^{-1} N_{\nu 2m}(kqmm | \nu 2m) \cdot (kq00 | \nu 0) P_{\nu}^{2m}(x), \quad (\text{П.4})$$

где  $(kqmm | \nu 2m)$  — коэффициент Клебша—Гордана. Используем еще явное выражение для полиномов  $C_t^{\lambda}(x)$  [13]:

$$\Gamma(\lambda) C_t^{\lambda}(x) = \sum_{p=0}^{[t/2]} (-1)^p \frac{\Gamma(\lambda+t-p)}{p!(t-2p)!} (2x)^{t-2p}, \quad \lambda > -\frac{1}{2}, \quad \lambda \neq 0. \quad (\text{П.5})$$

Здесь  $\Gamma$  — гамма-функция,  $[t/2]$  — наибольшая целая часть числа  $t/2$ .

Подставляя (П.4), (П.5) в (П.3) (при  $\lambda = (n+l+s)/2$ ), получаем

$$J_{nlkqt}^{lm, s} = N_{k0} N_{q0} N_{km}^{-1} N_{qm}^{-1} \sum_{p, \nu} \frac{(-1)^p 2^{t-2p} \Gamma(\lambda+t-p)}{p!(t-2p)! \Gamma(\lambda)} \times \\ \times N_{\nu 2m} N_{\nu 0}^{-1} (kq|m||m| | \nu 2|m|) (kq00 | \nu 0) \int_{-1}^1 x^{t-2p} P_{\nu}^{2|m|}(x) dx. \quad (\text{П.6})$$

Выражение интеграла в (П. 6) приведено в [14].

Коэффициенты  $A_{kt}^s$  (см. формулу (4)) можно получить из (П.3), (П. 6), если положить  $n = l = q = m = 0$ :

$$A_{kt}^s = 2\pi N_{k0}^2 J_{00k0t}^{0, s} = 2\pi N_{k0}^2 \sum_{p=0}^{[t/2]} \frac{(-1)^p 2^{t-2p} \Gamma\left(\frac{s}{2} + t - p\right)}{p!(t-2p)! \Gamma\left(\frac{s}{2}\right)} \int_{-1}^1 x^{t-2p} P_k(x) dx. \quad (\text{П.7})$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гирифельдер Дж., Кертис И., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей, Изд. ИЛ, М., 1961.
2. Китайгородский А. И. Молекулярные кристаллы, Изд. Наука, М., 1971, стр. 160.
3. Бадалян Д. А. Тезисы докладов четвертой Международной конференции социалистических стран по жидким кристаллам, Тбилиси, 1981, т. 1, стр. 158.
4. Badalyan D. H., Khachatryan A. G. J. Phys. and Chem. Sol., 39, 711 (1978).
5. Бадалян Д. А. Кристаллография, 27, 24 (1982).
6. Buehler R. J., Hirshfelder J. O. Phys. Rev., 83, 628 (1951).
7. Yasuda H., Yamamoto T. Prog. Theor. Phys., 45, 1458 (1971).
8. Никифоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики, Изд. Наука, М., 1978.
9. Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н. Курс современного анализа, Физматгиз, М., 1968, ч. II, стр. 119.
10. Давыдов А. С. Квантовая механика, Физматгиз, М., 1963.
11. Чистяков И. Г. Жидкие кристаллы, Изд. Наука, М., 1966, стр. 8.
12. Гобсон Е. В. Теория сферических и эллипсоидальных функций, Изд. ИЛ, М., 1952, стр. 136.
13. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям, Изд. Наука, М., 1979, стр. 581.
14. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений Физматгиз, М., 1963, стр. 809.

### ԵՐԿԿԵՆՏՐՈՆԱՅԻՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ ՄԻՋՄՈՒԿԵԿՈՒԱՅԻՆ ՓՈՆԱԶԴԻՅՈՒԹՅԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Գ. Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Ատոմ-ատոմ պոտենցիալների մոտավորությամբ ստացված է միջմոլեկուլային վոլյում-ընցումային պոտենցիալ էներգիայի արտահայտության անալիտիկ կախումը մոլեկուլների հարաբերական կողմնորոշումից (էլիբրի անկյուններից): Այդ կախման պարզաբանումը զգալիորեն հեշտացնում է ազատ կամ արգելակված պոտույաներ կատարող մոլեկուլների պոտենցիալ էներգիայի հաշվարկը: Հաշվարկման մեթոդը կապված է  $r_{ij}^s$  ( $s \geq 1$ ,  $r_{ij}$  -ն տարբեր մոլեկուլներին պատկանող  $i$  և  $j$  ատոմների հեռավորությունն է) տիպի պոտենցիալները մոլեկուլների կենտրոնների հետ կապված զնդային ֆունկցիաներով վերլուծելու հետ: Բերված են միջմոլեկուլային պոտենցիալների տեսական հաշվարկները երկատոմանի և քվադր-գլանային մոլեկուլների համար:

### BIPOLAR EXPANSION FOR POTENTIALS OF INTERMOLECULAR INTERACTION

D. H. BADALYAN

The energy of intermolecular pairwise interaction is expressed in terms of relative molecular orientation (Euler angles) in the atomic potential approximation. The use of this dependence greatly simplifies the calculations of the potential energy of systems with free or hindered rotations of molecules. The method of calculations is based on the expansion in spherical functions of Lennard-Johnce type potentials in coordinate systems, the origins of which coincide with centres of inertia of molecules. As model cases the pairwise interactions of diatomic and quasi-cylindrical molecules were considered.

ПОЛЯ НАПРЯЖЕНИЙ ДИСЛОКАЦИОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ  
В ГЕКСАГОНАЛЬНОМ БИСЛОЕ

А. А. ХЗАРДЖЯН

В проблеме создания твердых тел с заданными физическими свойствами особое место занимает изучение композитных материалов. При этом физические свойства композитов существенно зависят от наличия различного рода дефектов внутри их компонент. Элементарным композитом является бислой — система, состоящая из двух слоев. В работе [1] рассмотрен бислой, состоящий из двух изотропных слоев, когда в одном из слоев находится дислокационное образование.

В настоящей работе рассматривается анизотропный бислой, состоящий из двух пластин гексагональной симметрии, причем пластина с упругими постоянными  $c_{\alpha\beta}^{(1)}$  занимает область  $\{-\infty < x_1, x_2 < +\infty; -h_2 \leq x_3 \leq +h_1\}$ , а пластина с упругими постоянными  $c_{\alpha\beta}^{(2)}$  — область  $\{-\infty < x_1, x_2 < +\infty; -h_3 \leq x_3 \leq -h_2\}$ . На плоскости  $x_3 = 0$ , параллельной поверхности бислоя, лежит дислокационное образование; боковые границы бислоя свободны. Необходимо найти напряженно-деформированное состояние системы.

Для решения задачи удобно построить, как и в [1], три вспомогательные краевые задачи.

1. Пусть  $U_2 \equiv 0$ ,  $\partial/\partial x_2 \equiv 0$ ,

$$\sigma_{13} = \sigma_{33} = 0 \text{ при } x_3 = -h_3; +h_1,$$

$$\sigma_{13}(x_1, +0) = \sigma_{13}(x_1, -0), \quad \sigma_{33}(x_1, +0) = \sigma_{33}(x_1, -0),$$

$$\sigma_{13}(x_1, -h_2+0) = \sigma_{13}(x_1, -h_2-0), \quad \sigma_{33}(x_1, -h_2+0) = \sigma_{33}(x_1, -h_2-0),$$

$$U_\lambda(x_1, -h_2+0) = U_\lambda(x_1, -h_2-0), \quad U_\tau(x_1, -h_2+0) = U_\tau(x_1, -h_2-0)$$

$$U_\lambda(x_1, +0) = U_\lambda(x_1, -0), \quad (1)$$

$$U_\tau(x_1, +0) = i^{(s)} \cos mx_1, \quad U_\tau(x_1, -0) = (i^{(s)} - 1) \cos mx_1,$$

причем для первой вспомогательной краевой задачи  $\gamma = 3$ ,  $\lambda = 1$ , а для второй  $\gamma = 1$ ,  $\lambda = 3$ .

Если искать решение уравнения равновесия теории упругости, удовлетворяющее краевой задаче (1), в виде

$$U_\tau = \cos mx_1 \cdot f_\tau(x_3),$$

$$U_\lambda = \sin mx_1 \cdot f_\lambda(x_3),$$

то для параметров упругого поля найдем

$$U_i^{(s)} = \begin{cases} \sin mx_1 \\ \cos mx_1 \end{cases} \sum_{l=1}^4 P_l^{(s)} \exp(m k_{lj} x_3),$$

$$U_3^{(s)} = \left\{ \begin{array}{l} \cos mx_1 \\ -\sin mx_1 \end{array} \right\} \sum_{i=1}^4 k_{ij} (b_{4j} + k_{ij}^2 b_{3j}) P_i^{(s)} \exp(mk_{ij} x_3),$$

$$\sigma_{11}^{(s)} = M_1^{(s)} \left\{ \begin{array}{l} \cos m x_1 \\ -\sin m x_1 \end{array} \right\}, \quad \sigma_{13}^{(s)} = M_2^{(s)} \left\{ \begin{array}{l} \sin m x_1 \\ \cos m x_1 \end{array} \right\},$$

$$\sigma_{33}^{(s)} = M_3^{(s)} \left\{ \begin{array}{l} \cos m x_1 \\ -\sin m x_1 \end{array} \right\}, \quad \sigma_{22}^{(s)} = M_4^{(s)} \left\{ \begin{array}{l} \cos m x_1 \\ -\sin m x_1 \end{array} \right\},$$

где

$$M_1^{(s)} = m \sum_{i=1}^4 [c_{11}^{(j)} + c_{13}^{(j)} k_{ij}^2 (b_{4j} + k_{ij}^2 b_{3j})] P_i^{(s)} \exp(mk_{ij} x_3),$$

$$M_2^{(s)} = mc_{55}^{(j)} \sum_{i=1}^4 k_{ij} (1 - b_{4j} - k_{ij}^2 b_{3j}) P_i^{(s)} \exp(mk_{ij} x_3),$$

$$M_3^{(s)} = m \sum_{i=1}^4 [c_{13}^{(j)} + c_{33}^{(j)} k_{ij}^2 (b_{4j} + k_{ij}^2 b_{3j})] P_i^{(s)} \exp(mk_{ij} x_3),$$

$$M_4^{(s)} = m \sum_{i=1}^4 [c_{12}^{(j)} + c_{13}^{(j)} k_{ij}^2 (b_{4j} + k_{ij}^2 b_{3j})] P_i^{(s)} \exp(mk_{ij} x_3),$$

$$k_{1j} = -k_{3j} = -\sqrt{-\frac{b_{1j}}{2} - \sqrt{\frac{b_{1j}^2}{4} - b_{2j}}},$$

$$k_{2j} = -k_{4j} = -\sqrt{-\frac{b_{1j}}{2} + \sqrt{\frac{b_{1j}^2}{4} - b_{2j}}},$$

$$b_{1j} = [c_{13}^{(j)} (c_{13}^{(j)} + 2c_{55}^{(j)}) - c_{11}^{(j)} c_{33}^{(j)}] / [c_{33}^{(j)} c_{55}^{(j)}], \quad b_{2j} = c_{11}^{(j)} / c_{33}^{(j)},$$

$$b_{3j} = c_{33}^{(j)} / [c_{13}^{(j)} + c_{55}^{(j)}], \quad b_{4j} = [(c_{13}^{(j)} + c_{55}^{(j)})^2 - c_{11}^{(j)} c_{33}^{(j)}] / [c_{55}^{(j)} (c_{13}^{(j)} + c_{55}^{(j)})],$$

$$P_i^{(s)} = \begin{cases} A_i^{(s)} & \text{при } 0 \leq x_3 \leq +h_1 \\ B_i^{(s)} & \text{при } -h_2 \leq x_3 < 0 \\ C_i^{(s)} & \text{при } -h_3 \leq x_3 < -h_2, \end{cases} \quad j = \begin{cases} 1 & \text{при } -h_2 \leq x_3 \leq +h_1 \\ 2 & \text{при } -h_3 \leq x_3 < -h_2, \end{cases}$$

$m$  — действительное число.

В выражениях  $\sigma_{\alpha\beta}^{(s)}$  в (2) верхняя строка соответствует первой вспомогательной краевой задаче ( $s = 1$ ), а нижняя — второй ( $s = 2$ ). Коэффициенты  $P_i^{(s)}$  и  $t^{(s)}$  находятся посредством решения соответствующей системы из тринадцати линейных уравнений (1) для каждой из двух вспомогательных краевых задач.

2. Третья вспомогательная краевая задача (антиплоская деформация).

$$\text{Пусть } U_1 \equiv U_3 \equiv 0, \quad \partial/\partial x_2 \equiv 0,$$

$$U_2(x_1, +0) = \mu \cos mx_1, \quad U_2(x_1, -0) = (\mu - 1) \cos mx_1,$$

$$\sigma_{23}(x_1, +0) = \sigma_{23}(x_1, -0), \quad \sigma_{23}(x_1, -h_3) = \sigma_{23}(x_1, +h_1) = 0, \quad (3)$$

$$\sigma_{23}(x_1, -h_2 + 0) = \sigma_{23}(x_1, -h_2 - 0), \quad U_2(x_1, -h_2 + 0) = U_2(x_1, -h_2 - 0).$$

Если искать решение уравнения равновесия, удовлетворяющее закону Гука и краевой задаче (3), в виде

$$U_2(x_1, x_3) = \cos mx_1 \cdot f_2(x_3),$$

то для параметров упругого поля получим

$$U_2^{(3)} = \cos mx_1 \sum_{i=1}^2 P_i^{(3)} \exp(m\omega_{ij} x_3), \quad (4)$$

$$\sigma_{12}^{(3)} = M_5^{(3)} \sin mx_1, \quad \sigma_{23}^{(3)} = M_6^{(3)} \cos mx_1,$$

где

$$M_5^{(3)} = -m c_{66}^{(j)} \sum_{i=1}^2 P_i^{(3)} \exp(m\omega_{ij} x_3),$$

$$M_6^{(3)} = m c_{55}^{(j)} \sum_{i=1}^2 \omega_{ij} P_i^{(3)} \exp(m\omega_{ij} x_3),$$

$$\omega_{1j} = -\omega_{2j} = -\sqrt{c_{66}^{(j)}/c_{55}^{(j)}}.$$

Коэффициенты  $P_i^{(3)}$  и  $\mu$  находятся путем решения системы из семи линейных уравнений (3).

### Поле напряжений круговой дислокационной петли в гексагональном бислое

Рассмотрим решение задачи для круговой дислокационной петли радиуса  $a$  с произвольным вектором Бюргера, лежащей в плоскости  $x_3 = 0$ , параллельной поверхности пластины. Введем цилиндрическую систему координат  $(r, \alpha, x_3)$ , начало которой, как и начало декартовой системы, находится в центре петли, а ось  $x_3$  перпендикулярна к поверхности пластины. Не нарушая общности, направим ось  $x_1$  декартовой системы координат вдоль компоненты  $b_{\parallel}$  вектора Бюргера, параллельной плоскости залегания петли. Тогда для компонент упругого поля напряжений краевой дислокационной петли с помощью (2) получаем

$$\sigma_{11} = ab_{\perp} [F_1^{(1)} \cos \alpha + F_3^{(1)} \sin^2 \alpha - (F_2^{(1)} - F_4^{(1)}) \cos 2\alpha],$$

$$\sigma_{12} = \frac{ab_{\perp}}{2} [F_1^{(1)} - F_3^{(1)} - 2(F_2^{(1)} - F_4^{(1)})] \sin 2\alpha,$$

$$\sigma_{13} = ab_{\perp} F_0^{(1)} \cos \alpha, \quad \sigma_{23} = -ab_{\perp} F_0^{(1)} \sin \alpha,$$

$$\sigma_{22} = ab_{\perp} [F_1^{(1)} \sin^2 \alpha + F_3^{(1)} \cos^2 \alpha + (F_2^{(1)} - F_4^{(1)}) \cos 2\alpha],$$

$$\sigma_{33} = ab_{\perp} F_5^{(1)}, \quad (5)$$

где

$$F_0^{(1)} = \int_0^{\infty} M_2^{(1)} J_1(ma) J_1(mr) dm, \quad F_1^{(1)} = \int_0^{\infty} M_1^{(1)} J_1(ma) J_0(mr) dm,$$

$$F_2^{(1)} = \int_0^{\infty} M_1^{(1)} \frac{J_1(ma) J_1(mr)}{mr} dm, \quad F_3^{(1)} = \int_0^{\infty} M_4^{(1)} J_1(ma) J_0(mr) dm,$$

$$F_4^{(1)} = \int_0^{\bar{r}} M_4^{(1)} \frac{J_1(ma) J_1(mr)}{i mr} dm, \quad F_5^{(1)} = \int_0^{\bar{r}} M_5^{(1)} J_1(ma) J_0(mr) dm,$$

$b_{\perp}$  — компонента вектора Бюргера, перпендикулярная к поверхности залегания петли,  $J_0$  и  $J_1$  — функции Бесселя соответственно нулевого и первого порядков.

Используя (2) и (4), для компонент упругого поля напряжений скользящей дислокационной петли получим

$$\begin{aligned} \tau_{11} &= -\frac{ab_{\perp}}{4} [(3F_1^{(2)} + F_3^{(2)} - 2F_5^{(2)}) \cos \alpha - (F_2^{(2)} - F_4^{(2)} + 2F_6^{(2)}) \cos 3\alpha], \\ \sigma_{12} &= -\frac{ab_{\parallel}}{4} [(F_1^{(2)} - F_3^{(2)} - 2F_5^{(2)}) \sin \alpha - (F_2^{(2)} - F_4^{(2)} + 2F_6^{(2)}) \sin 3\alpha], \\ \sigma_{13} &= \frac{ab_{\parallel}}{2} [F_7^{(2)} + F_9^{(2)} - (F_8^{(2)} - F_{10}^{(2)}) \cos \alpha], \\ \sigma_{22} &= -\frac{ab_{\perp}}{4} [(F_1^{(2)} + 3F_3^{(2)} + 2F_5^{(2)}) \cos \alpha + (F_2^{(2)} - F_4^{(2)} + 2F_6^{(2)}) \cos 3\alpha], \\ \sigma_{23} &= -\frac{ab_{\parallel}}{2} (F_8^{(2)} - F_{10}^{(2)}) \sin 2\alpha, \\ \sigma_{33} &= -ab_{\parallel} F_{11}^{(2)} \cos \alpha, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} F_1^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_1^{(2)} J_1(ma) J_1(mr) dm, & F_2^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_1^{(2)} J_1(ma) J_3(mr) dm, \\ F_3^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_4^{(2)} J_1(ma) J_1(mr) dm, & F_4^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_4^{(2)} J_1(ma) J_3(mr) dm, \\ F_5^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_5^{(3)} J_1(ma) J_1(mr) dm, & F_6^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_5^{(3)} J_1(ma) J_3(mr) dm, \\ F_7^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_2^{(2)} J_1(ma) J_0(mr) dm, & F_8^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_2^{(2)} J_1(ma) J_2(mr) dm, \\ F_9^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_6^{(3)} J_1(ma) J_0(mr) dm, & F_{10}^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_6^{(3)} J_1(ma) J_2(mr) dm, \\ F_{11}^{(2)} &= \int_0^{\infty} M_3^{(2)} J_1(ma) J_1(mr) dm. \end{aligned}$$

Аналогичным образом можно получить выражения для полей напряжений дислокационных петель произвольной формы в бислое с гексагональной симметрией.

## Поле напряжений прямолинейных дислокаций в гексагональном бислое

С помощью выражений (5) и (6) можно найти поля напряжений прямолинейных дислокаций, расположенных на любой поверхности, параллельной поверхности бислоя. Для этого достаточно перенести систему координат из центра петли на линию дислокации и в полученных выражениях совершить предельный переход при  $a \rightarrow \infty$ .

Так, например, для краевой прямолинейной дислокации, параллельной оси  $x_1$ , плоскость скольжения которой перпендикулярна к поверхности бислоя, имеем

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= -\frac{b_{x_2}}{\pi} \int_0^{\infty} M_4^{(1)} \sin mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{22} = -\frac{b_{x_2}}{\pi} \int_0^{\infty} M_1^{(1)} \sin mx_2 \frac{dm}{m}, \\ \sigma_{23} &= -\frac{b_{x_2}}{\pi} \int_0^{\infty} M_2^{(1)} \cos mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{33} = -\frac{b_{x_2}}{\pi} \int_0^{\infty} M_3^{(1)} \sin mx_2 \frac{dm}{m}, \quad (7) \\ \sigma_{12} &= \sigma_{13} = 0. \end{aligned}$$

Аналогичным образом для краевой прямолинейной дислокации, параллельной оси  $x_1$ , плоскость скольжения которой параллельна поверхности бислоя, находим

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= -\frac{b_{x_2}}{\pi} \int_0^{\infty} M_4^{(2)} \cos mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{22} = -\frac{b_{x_2}}{\pi} \int_0^{\infty} M_1^{(2)} \cos mx_2 \frac{dm}{m}, \\ \sigma_{23} &= -\frac{b_{x_2}}{\pi} \int_0^{\infty} M_2^{(2)} \sin mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{33} = -\frac{b_{x_2}}{\pi} \int_0^{\infty} M_3^{(2)} \cos mx_2 \frac{dm}{m}, \quad (8) \\ \sigma_{12} &= \sigma_{13} = 0. \end{aligned}$$

Для компонент поля напряжений винтовой дислокации, параллельной оси  $x_1$ , получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{12} &= \frac{b_{x_1}}{\pi} \int_0^{\infty} M_5^{(3)} \cos mx_2 \frac{dm}{m}, \quad \sigma_{13} = -\frac{b_{x_1}}{\pi} \int_0^{\infty} M_6^{(3)} \sin mx_2 \frac{dm}{m}, \\ \sigma_{11} &= \sigma_{22} = \sigma_{23} = \sigma_{33} = 0. \quad (9) \end{aligned}$$

Комбинируя (7), (8) и (9), можно найти поля напряжений прямолинейных дислокаций (с произвольными векторами Бюргерса) в гексагональном бислое, а также поля напряжений любых дислокационных образований, составленных из прямолинейных дислокаций и лежащих на любой поверхности, параллельной поверхности бислоя.

### ЛИТЕРАТУРА

Ա. Ա. ԽԶԱՐԶՅԱՆ

Աշխատանքում ստացված են ընդհանուր լուծումներ դիսլոկացիոն կազմավորումների լարումների դաշտերի համար: Ենթադրվում է, որ այդ կազմավորումների Բյուրգերսի վեկտորները կարող են գտնվել հեկսագոնալ բյուրեղի բազիսային հարթության վրա: Ընդհանուր լուծումը ներկայացված է երեք օժանդակ եզրային խնդիրների մասնավոր լուծումների գումարի տեսքով: Դիտարկված է այն դեպքը, երբ խզման մակերևույթը ունի շրջանի ձև: Ստացված են նաև արտահայտություններ ուղղադիտ եզրային և պտուտակային դիսլոկացիաների լարումների դաշտերի համար:

## STRESS FIELDS OF DISLOCATION CONFIGURATIONS IN A HEXAGONAL BILAYER

A. A. KHZARDZHIAN

General solutions are obtained for stress fields of dislocation configurations with arbitrary Burgers vectors lying on a surface parallel to that of two plate bilayer, cut along the basal plane of a hexagonal crystal. The solution is represented as a sum of particular solutions of three auxiliary bound-value problems. As a specific case the circular surface of dislocation is considered. Using the stress field of a circular dislocation loop, the stress fields of rectilinear, edge and screw dislocations parallel to the  $x_1$  axis are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 334—338 (1982)

## ПОЛОСЫ СМЕЩЕНИЯ ПРИ ДВУХВОЛНОВОМ РАССЕЯНИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Ս. Ա. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Գ. Գ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Полосы смещения рентгеноинтерференционных картин являются одной из разновидностей рентгеновских интерференционных муаровых картин. Исследование этих картин имеет важное как теоретическое, так и практическое значение.

В оптике для получения муаровых картин пользуются пучками, имеющими распределения интенсивности по их поперечным сечениям, вернее пучок пропускают последовательно через две сетки, отличающиеся или периодами, или направлениями. Полученная картина не зависит от длины волны, но зависит от периодов и направлений сеток: полученные муаровые картины являются неинтерференционными. Образование рентгеновского муара можно объяснить с помощью распределения фаз по поперечным сечениям налагаемых пучков — они имеют интерференционный характер. Однако образование рентгеновского муара иногда полукачественно можно объяснить и с помощью распределений интенсивностей по поперечным сечениям пучков.

Ա. Ա. ԽԶԱՐԶՅԱՆ

Աշխատանքում ստացված են ընդհանուր լուծումներ դիսլոկացիոն կազմավորումների լարումների դաշտերի համար: Ենթադրվում է, որ այդ կազմավորումների Բյուրգերսի վեկտորները կարող են գտնվել հեկսագոնալ բյուրեղի բազիսային հարթության վրա: Ընդհանուր լուծումը ներկայացված է երեք օժանդակ եզրային խնդիրների մասնավոր լուծումների գումարի տեսքով: Դիտարկված է այն դեպքը, երբ խզման մակերևույթը ունի շրջանի ձև: Ստացված են նաև արտահայտություններ ուղղադիտ եզրային և պտուտակային դիսլոկացիաների լարումների դաշտերի համար:

## STRESS FIELDS OF DISLOCATION CONFIGURATIONS IN A HEXAGONAL BILAYER

A. A. KHZARDZHIAN

General solutions are obtained for stress fields of dislocation configurations with arbitrary Burgers vectors lying on a surface parallel to that of two plate bilayer, cut along the basal plane of a hexagonal crystal. The solution is represented as a sum of particular solutions of three auxiliary bound-value problems. As a specific case the circular surface of dislocation is considered. Using the stress field of a circular dislocation loop, the stress fields of rectilinear, edge and screw dislocations parallel to the  $x_1$  axis are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 334—338 (1982)

## ПОЛОСЫ СМЕЩЕНИЯ ПРИ ДВУХВОЛНОВОМ РАССЕЯНИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Ս. Ա. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Գ. Գ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Полосы смещения рентгеноинтерференционных картин являются одной из разновидностей рентгеновских интерференционных муаровых картин. Исследование этих картин имеет важное как теоретическое, так и практическое значение.

В оптике для получения муаровых картин пользуются пучками, имеющими распределения интенсивности по их поперечным сечениям, вернее пучок пропускают последовательно через две сетки, отличающиеся или периодами, или направлениями. Полученная картина не зависит от длины волны, но зависит от периодов и направлений сеток: полученные муаровые картины являются неинтерференционными. Образование рентгеновского муара можно объяснить с помощью распределения фаз по поперечным сечениям налагаемых пучков — они имеют интерференционный характер. Однако образование рентгеновского муара иногда полукачественно можно объяснить и с помощью распределений интенсивностей по поперечным сечениям пучков.

Таким образом, задача получения муаровых картин сводится к получению двух когерентных пучков, наложению друг на друга этих пучков (созданию интерференционного поля), получению волнового процесса с более крупным периодом. Эту задачу легко можно решить на основе трехблочной интерферометрической схемы по Лауэ. Для этой цели можно использовать и особые двухблочные интерферометры, а также интерферометры по Брэггу. Если в двухблочной системе блоки расположены друг к другу так близко, что дифрагированные волны на входной поверхности второго блока налагаются друг на друга, то в такой системе могут возникать муаровые картины [1].

Когда падающая волна плоская (рис. 1) и блоки толстые, то первые поля, возникшие в первом и во втором блоках, поглощаются, а волны вто-

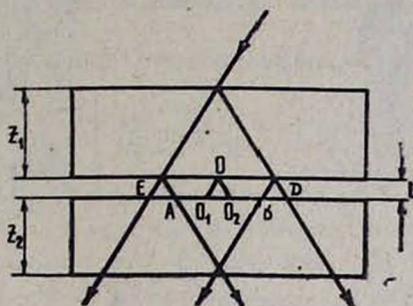


Рис. 1. Схема образования пучков и сдвиг между их центрами.

рого поля, возникшего в первом блоке, налагаются друг на друга на входной поверхности второго блока, в результате чего в последнем возникает периодическое распределение интенсивности с периодом, равным межплоскостному расстоянию отражающих плоскостей первого блока. Когда межплоскостные расстояния первого и второго блоков одинаковы, то в такой двухблочной системе муаровая картина не возникает, однако если межплоскостные расстояния чуть-чуть отличаются друг от друга или чуть-чуть повернуты друг относительно друга, то образуется муаровая картина.

Когда падающая волна сферическая ( $\delta$ -образная), то по поперечным сечениям волн, дифрагированных в первом блоке, возникает фазовое распределение, и поэтому при наложении на входной поверхности второго блока возникает периодическое распределение интенсивности. При наложении дифрагированных волн на входной поверхности второго блока происходит сдвиг пучков, т. е. центр одного пучка не попадает в центр другого.

Пучок, дифрагированный по направлению отражения, облучает входную поверхность второго блока полосой  $AD$ , а пучок, дифрагированный по направлению падения (прохождения), облучает полосу шириной  $EB$ . Как видно из рис. 1, облучаемые полосы этих пучков на входной поверхности второго блока сдвинуты друг относительно друга на величину  $EA = BD$ . Центры этих пучков  $O_1$  и  $O_2$  на входной поверхности второго блока сдвинуты на величину

$$O_1O_2 = 2l \operatorname{tg} \theta, \quad (1)$$

между тем на выходной поверхности первого блока они совпадали друг с другом ( $O_1 O_2 = 0$ ) [2]. Как видно из (1), чем больше ширина зазора между блоками, тем больше сдвиг между налагающимися пучками. Поэтому при наличии фазового распределения в пучках возникает разность фаз между ними на поверхности второго блока. Чем больше сдвиг, тем быстрее растет разность фаз между пучками на поверхности второго блока от точки к точке и тем меньше период муаровых картин.

Здесь интереснее всего то, что муаровые картины получаются и в том случае, когда оба кристалла имеют одинаковые межплоскостные расстояния и отражающие плоскости обоих блоков строго параллельны друг другу, что не имеет места при плоской падающей волне.

### Исследование полос смещения в двухволновом случае

Расстояние между соседними полосами определяется соотношением

$$\sigma_{n, n+1} = \left[ \frac{n+1}{\sqrt{l^2 + (n+1)^2 \Delta^2}} - \frac{n}{\sqrt{l^2 + n^2 \Delta^2}} \right] \operatorname{tg} \theta \Delta (z_1 + z_2), \quad (2)$$

где  $n$  — номер полосы,  $l$  — расстояние между блоками,  $\theta$  — угол Вульфа—Брэгга,  $z_1$  и  $z_2$  — толщины соответственно первого и второго блоков,  $\Delta$  — экстинкционная длина [3]. Как видно из этого выражения, с увеличением расстояния  $l$  между блоками и уменьшением суммарной толщины блоков ( $z_1 + z_2$ ) расстояние между полосами уменьшается.

Эти выводы экспериментально были исследованы с помощью образцов, показанных на рис. 2—5. Образцы были изготовлены из почти бездислокационного кремния. Отражающие плоскости (110) перпендикулярны к большим поверхностям блоков и к основанию системы. Источником излучения служила трубка с молибденовым анодом. На рис. 2а приведен образец с равными толщинами блоков  $z_1 = z_2 = 3$  мм, ширина недифрагирующей зоны — 300 мкм. Полосы смещения, полученные от этого образца, показаны на рис. 2б.

На рис. 3а приведен образец, один из блоков которого имеет вид параллелепипеда ( $z_1 = 3,7$  мм), а второй блок ступенчатый: толщина нижней части  $z_2' = 5$  мм, толщина верхней части  $z_2'' = 2$  мм. Как видно из рис. 3б, период полос смещения, полученных от тонкой части (верхняя часть на снимке), меньше периода полос смещения, полученных от толстой части (нижняя часть).

На рис. 4а приведен образец с одним блоком вида параллелепипеда толщиной 5 мм и вторым клиновидным блоком (у основания толщина клина — 7 мм, у верхушки — 4 мм). Как видно из рис. 4б, период полос смещения, полученных от тонкой части клина, меньше периода полос смещения, полученных от толстой части.

На рис. 5а приведен образец, имеющий один блок вида параллелепипеда толщиной 3,5 мм и второй ступенчатый блок; в верхней части системы (толщина блока — 4 мм) ширина недифрагирующей зоны (600 мкм) больше ширины зазора в нижней части (300 мкм) (толщина блока в нижней части — 4,3 мм). Поэтому, как видно из рис. 5б, период полос смещения, полученных от верхней части образца, гораздо меньше, чем период полос смещения во всех предыдущих случаях.

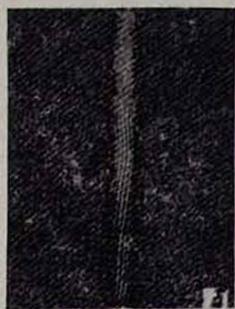
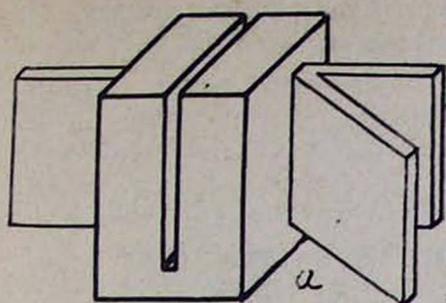


Рис. 2.

Рис. 2. а) Образец с равными толщинами блоков; б) его рентгеноинтерференционная картина.

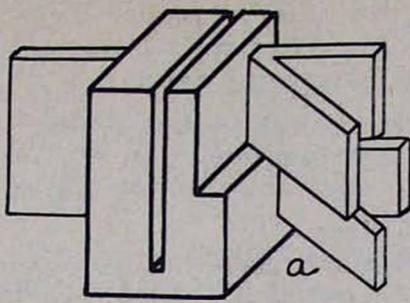


Рис. 3.

Рис. 3. а) Образец с одним ступенчатым блоком (ширина недифрагирующей зоны по всей высоте системы постоянна); б) его рентгеноинтерференционная картина.

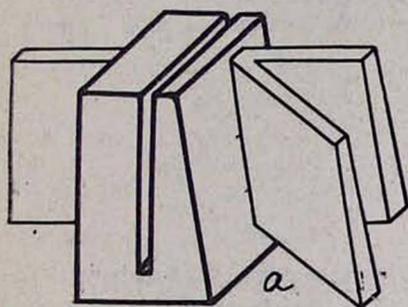


Рис. 4.

Рис. 4. а) Образец с одним клиновидным блоком (толстый клин); б) его рентгеноинтерференционная картина.

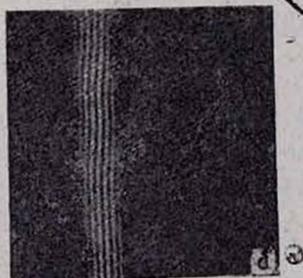
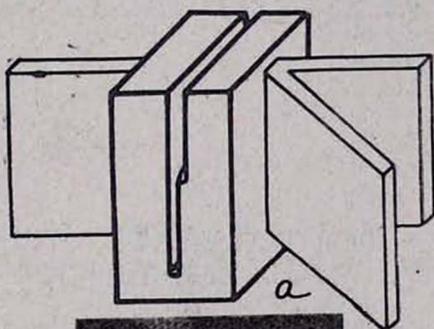


Рис. 5.

Рис. 5. а) Образец со ступенчатым блоком (ширина недифрагирующей зоны в нижней части меньше ширины в верхней части); б) его рентгеноинтерференционная картина.

Как видно из рис. 3—5, расстояния между полосами смещения (2) сильно зависят от толщины блоков двухблочной системы и от ширины недифрагирующей зоны.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 26. II. 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Authler A., Milne A. D., Savage M. Phys. Stat. Sol., 26, 469 (1968).
2. Безиргян П. А., Аветисян Г. Г. Препринт ЕГУ, ФТТ-22, 1981.
3. Безиргян П. А., Аветисян Г. Г. Препринт ЕГУ, ФТТ-24, 1981.

### ՇԵՂՄԱՆ ԳՄԵՐԸ ՌԵՆՏԳԵՆՆՅԱՆ ՃՍՌԱԳԱՅՔՆԵՐԻ ԵՐԿԱՍԻՔԱՅԻՆ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ, Գ. Գ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Գիտարկված է սենտիմետրային ճառագայթների դիֆրակցիան երկբլոկային ինտերֆերոմետրերում: Փորձնական ճանապարհով հետազոտված է շեղման գծերի պարբերության կախվածությունը բլոկերի հաստությունից և չդիֆրակտող տիրույթի լայնությունից:

### THE DISPLACEMENT BAND AT TWO-WAVE X-RAY SCATTERING

P. H. BEZIRGANYAN, G. G. AVETISYAN

The X-ray diffraction in a system of two crystals has been considered. The dependence of displacement band period on the crystals thicknesses and the width of nondiffracted zone was studied experimentally.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 338—341 (1982)

### РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЙ СПОСОБ ВЫЯВЛЕНИЯ ДВОЙНИКОВ В КРИСТАЛЛАХ КВАРЦА

С. А. АДАМЯН, П. А. БЕЗИРГЯНЯН

Многообразие областей применения кварцевых резонаторов выдвигает ряд специфических требований к их параметрам: добротности и монократности. Стабильность параметров кварцевых элементов связана в основном с дефектной структурой. Возможные дефекты внутренней структуры кристаллов кварца: зональность, секториальность, двойникование, инородные включения, дислокации и другие нарушения — приводят к тому, что параметры резонаторов имеют значительный разброс. Рентгеновские методы исследования позволяют обнаружить характер и плотность дефектов в готовом пьезоэлементе без каких-либо заметных воздействий на его работоспособность. Более детальные исследования, проведенные на-

Как видно из рис. 3—5, расстояния между полосами смещения (2) сильно зависят от толщины блоков двухблочной системы и от ширины недиффракгирующей зоны.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 26. II. 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Authler A., Milne A. D., Savage M. Phys. Stat. Sol., 26, 469 (1968).
2. Безиргян П. А., Аветисян Г. Г. Препринт ЕГУ, ФТТ-22, 1981.
3. Безиргян П. А., Аветисян Г. Г. Препринт ЕГУ, ФТТ-24, 1981.

### ՇԵՂՄԱՆ ԳՍԵՐԸ ՌԵՆՏԳԵՆՆՅԱՆ ՃՍՌԱԳԱՅՔՆԵՐԻ ԵՐԿԱՍԻՔԱՅԻՆ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ, Գ. Գ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Գիտարկված է սենտիմետրային ճառագայթների դիֆրակցիան երկբլոկային ինտերֆերոմետրերում: Փորձնական ճանապարհով հետազոտված է շեղման գծերի պարբերության կախվածությունը բլոկերի հաստությունից և չդիֆրակտող տիրույթի լայնությունից:

### THE DISPLACEMENT BAND AT TWO-WAVE X-RAY SCATTERING

P. H. BEZIRGANYAN, G. G. AVETISYAN

The X-ray diffraction in a system of two crystals has been considered. The dependence of displacement band period on the crystals thicknesses and the width of nondiffracted zone was studied experimentally.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 338—341 (1982)

### РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЙ СПОСОБ ВЫЯВЛЕНИЯ ДВОЙНИКОВ В КРИСТАЛЛАХ КВАРЦА

С. А. АДАМЯН, П. А. БЕЗИРГЯНЯН

Многообразие областей применения кварцевых резонаторов выдвигает ряд специфических требований к их параметрам: добротности и монократности. Стабильность параметров кварцевых элементов связана в основном с дефектной структурой. Возможные дефекты внутренней структуры кристаллов кварца: зональность, секториальность, двойникование, инородные включения, дислокации и другие нарушения — приводят к тому, что параметры резонаторов имеют значительный разброс. Рентгеновские методы исследования позволяют обнаружить характер и плотность дефектов в готовом пьезоэлементе без каких-либо заметных воздействий на его работоспособность. Более детальные исследования, проведенные на-

ми, показали, что кроме вышеуказанных дефектов рентгенофотографическим методом Ланга обнаруживаются и скрытые дефекты роста. В работе [1] показано, что наличие небольших двойников не оказывает существенного влияния на эквивалентные параметры резонатора, если они не распространяются на его активную область. Однако на активную область резонатора может оказать влияние и скрытый двойник, который можно выявить только рентгенографическим методом под действием электростатического поля высокой напряженности.

Как известно, для кварца наиболее характерны два вида двойникования — по дофинейскому и бразильскому законам (имеются также двойник Лейдольта и японский двойник, но они встречаются довольно редко). При двойниковании по дофинейскому закону кристалл образуется путем срастания двух правых или двух левых кристаллов, повернутых друг относительно друга на  $180^\circ$  вокруг оси третьего порядка. При двойниковании по бразильскому закону кристалл правого кварца срастается с левым кристаллом при параллельных осях третьего порядка. Срастание происходит по плоскости  $(1\bar{1}20)$  [2].

В реальных двойниках двойниковые границы между сросшимися частями одиночных кристаллов представляют собой неправильные поверхности. Части одного кристалла, например, в дофинейском двойнике, могут быть совершенно разделены друг от друга, образуя как бы острова в теле другого кристалла. В бразильских двойниках границы между частями левого и правого кристаллов почти всегда прямолинейны, так как двойникование кварца протекает без видимого смещения отдельных участков кристалла и возможно без разрушения в области двойникования [3].

Как видно из вышеуказанного, при двойниковании кристаллов его симметрия повышается, т. е. число элементов симметрии или порядок осей возрастает, вследствие чего полярность электрических зарядов на поверхности двойниковой пластинки различна. Поэтому возбуждение пьезоколебаний в пластинке, состоящей на 50% (по площади) из одной и на 50% из другой компоненты двойника, невозможно.

Наличие двойников в кварцевых кристаллах резко снижает добротность кварцевых элементов и ограничивает область их применения. Как уже отмечалось, двойникование кварца протекает без видимого смещения отдельных участков кристалла, поэтому по рентгенофотографическому методу Ланга без внешнего воздействия иногда и двойники не обнаруживаются.

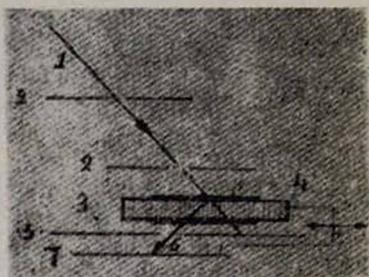
Известны методы для исследования двойниковых структур кристаллов кварца: метод вращения плоскости поляризации и метод травления [3, 4]. Однако нетрудно убедиться в том, что известными методами не во всех случаях можно обнаружить (исследовать) двойниковую структуру кристаллов кварца. В тех случаях, когда на большие поверхности кварцевого элемента (кристаллической пластинки) нанесены электроды и когда плоскость двойникования параллельна этим поверхностям, оптическими методами и методом травления невозможно обнаружить двойниковую структуру. В первом случае кварцевые элементы для света непрозрачны, а во втором случае во вращении плоскости поляризации одновременно участвуют обе области двойникования, и поэтому суммарное вращение равно нулю. Когда плоскость двойникования параллельна большим поверхностям

элемента, то каждая из больших поверхностей целиком принадлежит одному и тому же монокристаллу, и поэтому в данном случае методом травления также невозможно обнаружить границу двойникования.

Примечательно, что часто в зависимости от предыстории изготовления и режима работы в кварцевом элементе во время работы могут появляться двойники, некоторые после работы (в перерывах) исчезают. Поэтому возникает насущная потребность исследовать двойниковую структуру, возникающую в кварцевых элементах во время их работы в электрических схемах.

Цель настоящей работы — исследование качества кварцевых элементов во время их работы. Суть работы состоит в следующем: по методу

Рис. 1. Схема получения топограмм: 1 — узкий рентгеновский пучок, 2 — диафрагма, 3 — кристалл, 4 — электрод, 5 — диафрагма для задержки первичного пучка, 6 — дифрагированный пучок, 7 — фотопластинка.



Ланга [5] получают топограмму от исследуемого кристалла (рис. 1), большие поверхности которого покрыты электродами. Как видно из рис. 2, на этом фотоснимке двойники не наблюдаются — образец монокристаллический. После этого на образец подается постоянное электрическое поле и снимается вторая топограмма (рис. 3). На ней четко видны границы двойника, которых не было на рис. 2. Таким образом, в излагаемой работе показана возможность выявления в кристаллических образцах (элементах) кварца рентгенофотографическим методом двойниковых структур, возникающих во время работы этих элементов. Исследовать двойниковую структуру кристаллов кварца (не прозрачных для света), покрытых электродами, можно с помощью приложенного на эти кристаллы постоянного электрического поля.



Рис. 2.

Рис. 2. Топограмма от кварцевого элемента толщиной 0,15 мм, рефлекс  $(10\bar{1}0)$ , излучение  $Mo K_{\alpha}$ ,  $\times 5$ .



Рис. 3.

Рис. 3. Топограмма того же элемента, но под действием постоянного электрического поля напряженностью 40 кВ/см,  $\times 5$ .

Несомненно, исследование двойниковой структуры — выявление двойников в кристаллах кварца с последующей браковкой кристаллов, не пригодных для производства, — является актуальной задачей.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 22. VII. 1981

### ЛИТЕРАТУРА

1. Кабанович И. В. и др. Электронная техника, сер. 10, Радиокomпоненты, вып. 3, 33 (1972).
2. Ярославский М. И., Васин И. Г. Кристаллография, 5, 603 (1956).
3. Цинзерлинг Е. В. Искусственные двойникования в кварце. Изд. АН СССР, М., 1969.
4. Шубников А. В. Кварц и его применения, Изд. АН СССР, М., 1940.
5. Lang A. R. J. Appl. Phys., 29, 597 (1958).

ԿՎԱՐՏԻ ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԵՐԿԱԿԻ ՁԵՎԵՐԻ ՀԱՅՏՆԱՐԵՐՄԱՆ  
ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՄԵԹՈԴ

Ս. Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵՋԻՐԳՅԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ կվարցի մոնոբյուրեղում աճման ժամանակ կարող են առաջանալ երկակի ձևեր, որոնք կարելի է հայտնաբերել միայն ունեղենյան տոպոգրաֆիայի մեթոդներով, երբ նմուշը գտնվում է արտաքին էլեկտրաստատիկ դաշտի աղղեցուֆյան տակ:

### X-RADIOGRAPHIC METHOD FOR THE DETECTION OF TWINS IN QUARTZ MONOCRYSTALS

S. A. ADAMYAN, P. A. BEZIRGANYAN

It is shown that to detect the regions of twinning by means of X-radiography during the growth of quartz monocrystals, one should apply an external electrostatic field to an oblique cut specimen.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 341—347 (1982)

### ГИБКИЙ ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД ДЛЯ ВОЛНОВОДНЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Ю. Н. КАЗАНЦЕВ, Е. Н. КОРШУНОВА, В. И. МАРЬИН,  
Л. И. ПАНГОНИС, А. Н. СИВОВ, Д. Е. СИМОНЯН

Целесообразность сооружения волноводных линий передачи большой протяженности (например, широкополосных волноводных линий связи) в значительной мере определяется технико-экономическими показателями используемых в таких линиях волноводов. В настоящей работе обсуждаются вопросы, связанные с возможностью использования при сооружении таких линий передачи гибких газонаполненных металло-диэлектрических волноводов (ГМДВ) круглого сечения с рабочей волной  $H_{01}$  [1, 2], кото-

Несомненно, исследование двойниковой структуры — выявление двойников в кристаллах кварца с последующей браковкой кристаллов, не пригодных для производства, — является актуальной задачей.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 22. VII. 1981

### ЛИТЕРАТУРА

1. Кабанович И. В. и др. Электронная техника, сер. 10, Радиоконпоненты, вып. 3, 33 (1972).
2. Ярославский М. И., Васин И. Г. Кристаллография, 5, 603 (1956).
3. Цинзерлинг Е. В. Искусственные двойникования в кварце. Изд. АН СССР, М., 1969.
4. Шубников А. В. Кварц и его применения, Изд. АН СССР, М., 1940.
5. Lang A. R. J. Appl. Phys., 29, 597 (1958).

ԿՎԱՐՏԻ ՄՈՆՈՐԻՆԳՆԻՆԳՆԻՄ ԵՐԿԱԿԻ ՁԵՎԵՐԻ ՀԱՅՏՆԱՐԲԵՐՄԱՆ  
ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՄԵԹՈԴ

Ս. Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵՋԻՐԳՅԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ կվարցի մոնորինգիցում անման ժամանակ կարող են առաջանալ երկակի ձևեր, որոնք կարելի է հայտնաբերել միայն ունեղենյան տոպոգրաֆիայի մեթոդներով, երբ նմուշը գտնվում է արտաքին էլեկտրաստատիկ դաշտի աղղեցուֆյան տակ:

### X-RADIOGRAPHIC METHOD FOR THE DETECTION OF TWINS IN QUARTZ MONOCRYSTALS

S. A. ADAMYAN, P. A. BEZIRGANYAN

It is shown that to detect the regions of twinning by means of X-radiography during the growth of quartz monocrystals, one should apply an external electrostatic field to an oblique cut specimen.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 341—347 (1982)

### ГИБКИЙ ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД ДЛЯ ВОЛНОВОДНЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Ю. Н. КАЗАНЦЕВ, Е. Н. КОРШУНОВА, В. И. МАРЬИН,  
Л. И. ПАНГОНИС, А. Н. СИВОВ, Д. Е. СИМОНЯН

Целесообразность сооружения волноводных линий передачи большой протяженности (например, широкополосных волноводных линий связи) в значительной мере определяется технико-экономическими показателями используемых в таких линиях волноводов. В настоящей работе обсуждаются вопросы, связанные с возможностью использования при сооружении таких линий передачи гибких газонаполненных металло-диэлектрических волноводов (ГМДВ) круглого сечения с рабочей волной  $H_{01}$  [1, 2], кото-

рые по своим электрическим параметрам близки к цельнометаллическим, покрытым диэлектрической пленкой круглым волноводам того же диаметра, но имеют примерно на два порядка меньшую стоимость изготовления, чем известные цельнометаллические волноводы [3], и ввиду того, что материалоемкость и вес ГМДВ линейно зависят от диаметра, они могут эффективно использоваться не только в миллиметровом, но и в сантиметровом диапазоне волн.

Суммарные потери рабочей волны в многоволновых волноводах состоят из тепловых потерь и потерь на преобразование в паразитные типы волн. Тепловые потери определяются эффективной проводимостью металлического токонесущего слоя и параметрами (толщиной и диэлектрической проницаемостью) диэлектрической расфазировающей пленки в случае ее нанесения на внутреннюю поверхность волновода. Потери на преобразование обусловлены механическими неоднородностями, определяемыми технологией изготовления волновода, способом его монтажа и условиями эксплуатации.

ГМДВ круглого сечения для передачи волны  $H_{01}$  с малым погонным затуханием представляет собой легкую пленочную конструкцию. Круговую форму поперечного сечения волновод приобретает за счет избыточного давления сухого воздуха или другого газа в герметичном полом канале, ограниченном стенками из двух фольгированных лент 1, соединенных по краям между собой продольными соединительными швами 2 (рис. 1а). В нерабочем состоянии (отсутствует газ-наполнитель) волновод представляет собой плоскую ленту (рис. 1б).

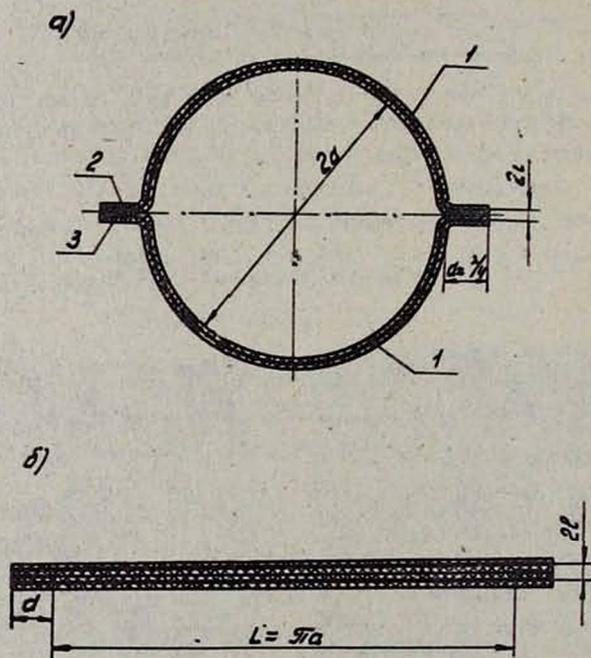


Рис. 1. Конструкция круглого ГМДВ  
 а) - рабочее состояние  
 б) - нерабочее состояние

Конструкция и технология производства ГМДВ предусматривает применение нового вида материала — многослойной фольгированной или металлизированной пленки — для его изготовления [1, 2]. Применяется пленка с композиционной структурой полимер—алюминиевая фольга—полимер (рис. 2). Так, в ГМДВ, изготовленном из пленки со структурой полиэтилентерефталат—алюминиевая фольга—полиэтилен, роль токопроводящего слоя выполняет алюминиевая фольга. Полиэтилен позволяет достаточно просто осуществлять соединение между собой исходных лент-заготовок (посредством сварных или клеевых швов) в процессе изготовления волновода. Одновременно он выполняет роль расфазировующего, а также антикоррозийного покрытия. Полиэтилентерефталат выполняет роль несущей оболочки и антикоррозийного покрытия.

Края лент 1, соединенные между собой по полимерному слою без гальванического соединения кромок фольги, образуют два разомкнутых на краях дополнительных плоских волновода 3 с шириной  $d$  и зазором  $2l$  между плоскими металлическими стенками, причем зазоры эти заполнены диэлектриком (рис. 1а). Несмотря на то, что контур поперечного сечения ГМДВ не является короткозамкнутым по постоянному току, потери на излучение в таком волноводе при антирезонансной ширине  $d$  дополнительных плоских волноводов весьма незначительны [4].

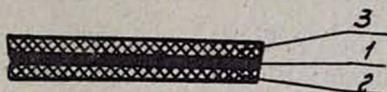


Рис. 2. Композиционная металло-полимерная пленка: 1 — токопроводящий металлический слой; 2 — расфазировующий диэлектрический слой; 3 — защитный диэлектрический слой.

В настоящей работе на основании проведенных лабораторных исследований экспериментальных образцов круглого ГМДВ с рабочей волной  $H_{01}$ , обсуждается возможность применения таких волноводов в линейных трактах линий передачи большой протяженности в миллиметровом и сантиметровом диапазонах радиоволн.

### Суммарные потери

Суммарные потери рабочей волны  $H_{01}$  в круглом ГМДВ складываются из тепловых потерь в алюминиевых стенках волновода, потерь в расфазированном диэлектрическом слое, потерь, обусловленных парой дополнительных плоских волноводов (тепловые потери в металле, заполняющем диэлектрике и потери на излучение), и потерь на преобразование в другие типы волн на неоднородностях. Суммарные измеренные потери в лучших лабораторных образцах круглых ГМДВ диаметром 60 мм в полосе частот  $34 \div 38$  ГГц составили 4—5 дБ/км.

Суммарные потери в известных круглых цельнометаллических волноводах с медным токонесущим слоем имеют величину порядка 2—4 дБ/км в диапазоне  $30 \div 100$  ГГц [5].

## Тепловые потери

Тепловые потери в стенках ГМДВ диаметром 60 мм с токопроводящим слоем из алюминия в полосе частот 34–38 ГГц составляют, согласно расчетам, около 1,5 дБ/км. Расчетные тепловые потери в полиэтиленовом слое в той же полосе частот имеют величину порядка 0,005 дБ/км. Потери, обусловленные наличием двух дополнительных плоских волноводов, при правильно выбранных размерах  $d$  и  $2l$  не превышают 0,1 дБ/км. Таким образом, для ГМДВ расчетные тепловые потери и потери на излучение не превышают 2 дБ/км.

На частоте 37 ГГц тепловые потери в металле для цельнометаллического волновода с диэлектрической пленкой при внутреннем диаметре 60 мм и эффективной удельной проводимости токопроводящего слоя, равной проводимости стандартной меди, составляют 1,07 дБ/км (расчетное значение). В реальности эта величина получается несколько большей, так как она зависит от технологии нанесения токопроводящего слоя. Тепловые потери при этом зависят от удельной электропроводности и микрошероховатостей на поверхности очень тонкого скин-слоя (не более 3 мкм для данного диапазона частот). Поэтому независимо от способа получения токопроводящего слоя с целью уменьшения тепловых потерь в стенках цельнометаллических волноводов необходимо проведение дополнительных технологических операций по обработке внутренней поверхности волноводов [3].

Предложенный волновод (ГМДВ) не требует подобных трудоемких технологических операций, поскольку эффективная проводимость алюминиевой фольги, применяемой в качестве токопроводящего слоя, близка к проводимости идеальной поверхности.

Измеренные резонансным методом [6] потери в образцах круглых ГМДВ диаметром 60 мм в 2–2,5 раза превышают расчетные тепловые потери и определяют верхний возможный предел значения реальных тепловых потерь.

## Потери на преобразование

Преобразование рабочей волны  $H_{01}$  в паразитные типы волн вызывается различными механическими неоднородностями волноводного тракта и, в частности, неоднородностями собственно волновода. Последние можно разделить на два основных вида: сосредоточенные и распределенные.

К сосредоточенным неоднородностям относятся в первую очередь неоднородности в стыковых соединениях волноводных секций [3]. В тракте из ГМДВ суммарные потери на стыках малы по той причине, что волноводы изготавливаются протяженными отрезками. ГМДВ могут быть изготовлены практически неограниченной длины. В настоящее время изготовлены образцы таких волноводов длиной до 150 метров.

Распределенные неоднородности подразделяются, в свою очередь, на два вида — технологические неоднородности, возникающие при изготовлении волноводов, и монтажно-эксплуатационные неоднородности, обусловленные способом прокладки и условиями эксплуатации волноводных ли-

ний [3]. К распределенным неоднородностям в первую очередь относятся: изгиб оси, изменение диаметра и эллиптичности вдоль оси волновода.

### Технологические неоднородности

Технологические неоднородности для ГМДВ определяются характером технологических операций при его изготовлении. Принят следующий порядок основных технологических операций: изготовление исходных лент-заготовок, сварка, калибровка.

Изгибы оси ГМДВ в определенной мере зависят от прямолинейности исходных лент-заготовок. Последние должны иметь прямую ось ( $\pm 5$  мм), что достигается при разрезании рулонов с фольгированной пленкой на ленты-заготовки на специальном устройстве, обеспечивающем заданные допуски на прямолинейность и ширину лент.

Неизменность диаметра волновода вдоль его оси обеспечивается использованием плоского фторопластового калибра, расположенного между соединяемыми лентами в зоне сварки волновода. Это позволяет выдерживать постоянное расстояние между соединительными швами в процессе изготовления ГМДВ. Размер  $d$ , определяющий антирезонансный режим работы дополнительных плоских волноводов, обеспечивается калибровкой ширины соединительных швов [2].

Контроль геометрических размеров образцов ГМДВ осуществляется непосредственно после их изготовления. При этом образцы волноводов, изготовленных по технологическому циклу, включающему все перечисленные выше операции, были значительно лучше образцов, при изготовлении которых опускалась какая-либо из операций.

Измеренные методом ряда импульсов [5] суммарные потери на волне  $H_{01}$  в различных образцах круглых ГМДВ диаметром 60 мм также характеризуют степень регулярности волноводов. При проведении этих измерений были приняты меры, уменьшающие влияние неоднородностей, обусловленных способом прокладки волновода. Поэтому преобразование в исследованных образцах было связано в основном с технологическими неоднородностями.

По результатам измерений лучших образцов длиной 50 м потери на преобразование волны  $H_{01}$  на неоднородностях в паразитные типы волн в полосе частот 34—38 ГГц не превышают 3 дБ/км. Увеличение суммарных потерь и потерь на преобразование в ГМДВ по сравнению с цельнометаллическими волноводами с диэлектрической пленкой связано с несколько худшими геометрическими допусками, что обусловлено главным образом свойствами применяемых пленочных материалов. Так, например, исследованные образцы ГМДВ имели допуски на отклонение диаметра  $\pm 0,1$  мм, тогда как допуски на отклонение диаметра для круглых цельнометаллических волноводов составляют  $\pm 0,05$  мм [3].

Возможность дальнейшего снижения потерь на преобразование в ГМДВ связана с разработкой новых фольгированных материалов, позволяющих при той же технологии получать более регулярные волноводы. В свою очередь усовершенствование технологии может позволить повысить требования на допуски геометрических размеров изготавливаемых образцов волноводов.

Монтажно-эксплуатационные неоднородности обусловлены в основном случайными деформациями во время транспортировки волноводов, а также деформациями, связанными со способом прокладки и условиями эксплуатации волноводных линий. Для того, чтобы эти деформации не превышали допустимого уровня значений, предъявляются специальные требования к таре, погрузочно-разгрузочным работам, монтажу и защитным мерам в процессе эксплуатации [3].

Деформации, обусловленные транспортировкой, для ГМДВ сведены к минимуму благодаря его конструкции. В нерабочем состоянии ГМДВ имеет плоскую форму и независимо от размеров поперечного сечения волновода он компактно сматывается на катушки небольшого диаметра. Транспортировка и хранение ГМДВ осуществляется на специальных катушках [7]. Так, например, габариты транспортной катушки для отрезка ГМДВ диаметром 60 мм и длиной 100 м не превышают в диаметре 1 м при ширине около 150 мм.

Деформации, связанные с погрузочно-разгрузочными работами, по-видимому, не должны быть значительными, так как ГМДВ обладает существенно меньшим по сравнению с цельнометаллическими волноводами весом. Так, например, отрезок ГМДВ диаметром 60 мм и длиной 100 метров весит вместе с транспортной катушкой не более 10 кг.

Деформации, связанные с механическими воздействиями окружающей среды в процессе эксплуатации волноводных линий по-видимому должны быть минимальными при их прокладке способом «труба в трубе», наиболее оптимальном для ГМДВ. Необходимая прямолинейность оси волновода достигается за счет приложения к нему незначительного осевого натяжения.

### З а к л ю ч е н и е

Проведенные исследования указывают на возможность применения ГМДВ в протяженных волноводных трактах (например, в линиях связи). Окончательно технико-экономические показатели волноводных трактов на основе ГМДВ могут быть определены лишь после сооружения и испытаний опытного волноводного тракта из ГМДВ, изготовленных на основе серийной технологии производства, проложенного в полевых условиях с использованием реальных способов прокладки. Эти испытания позволят сопоставить параметры трактов на основе ГМДВ и трактов, состоящих из цельнометаллических волноводных секций с диэлектрической пленкой или спиральных волноводных секций.

Можно ожидать, что ГМДВ окажутся перспективными для использования в волноводных линиях передачи благодаря целому ряду достоинств:

- 1) существенно меньшим (в среднем на два порядка) по сравнению с традиционными металлическими и металло-диэлектрическими волноводами весу и стоимости при тех же размерах поперечного сечения и по существу тех же электрических характеристиках;

- 2) значительному снижению материальных и трудовых затрат, связанных с практической реализацией протяженных волноводных линий передачи;

3) возможности намотки ГМДВ в нерабочем состоянии на катушки малого диаметра бесстыковыми отрезками длиной до нескольких сотен метров независимо от размеров поперечного сечения волновода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Веселков Г. П. и др. Авт. св. № 832635. Бюлл. изобр. № 19, 1981.
2. Пантонис Л. И. и др. Патент Англии № 1598001, 1981.
3. Дмитриченко В. М. Вопросы радиоэлектроники, техника проводной связи, вып. 4, сер. XI, 1965.
4. Нефедов Е. И., Сивов А. Н. Электродинамика периодических структур, Изд. Наука, М., 1977.
5. Волноводы дальней связи (под ред. Н. П. Керженцевой), Изд. Связь, М., 1972.
6. Вазанов Р. Б., Матвеев Р. Ф., Мериакри В. В. Многоволновые волноводы со случайными нерегулярностями, Изд. Сов. радио, М., 1972.
7. Мар'ян В. И. и др. Авт. св. № 552657, Бюлл. изобр. № 12, 1977.

#### ՃԿՈՒՆ, ԳԱԶՈՎ ԼՑՎԱԾ ՄԵՏԱԳՆԱԿԱՆ ԱՎԻՔՍՏԱՐ ԱՎԻՔՍՏԱՐԱՅԻՆ ՀԱՂՈՐԴՄԱՆ ԳԾԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

ՅՈՒ. Ե. ԿԱԶԱՆՏՅԵՎ, Ե. Ն. ԿՈՐՇՈՒՆՈՎԱ, Վ. Ի. ՄԱՐՅԱՆ,  
Լ. Ի. ՊԱՆԳՈՆԻՍ, Ա. Ն. ՍԻՎՈՎ, Դ. Ե. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրված են նոր կարգի ճկուն, դաղով լցված մետաղա-դիէլեկտրիկական ավիքատարներ, որոնք պատրաստվում են բարակ կոմպոզիցիոն մետաղա-պոլիմերային թաղանթներից և աշխատանքային կտրվածք են ձևոր բերում ի հաշիվ նրանց մեջ լցված դաղի հավելյալ ճնշման ֆենարկված են այդպիսի ավիքատարների օգտագործման հնարավորությունները միլիմետրային և սանտիմետրային դիապազոնի ավիքների երկարածիք հաղորդման գծերում:

#### FLEXIBLE GAS-FILLED METAL-DIELECTRIC WAVEGUIDE FOR WAVEGUIDE TRANSMISSION LINES

Yu. N. KAZANTSEV, E. N. KORSHUNOVA, V. I. MAR'IN,  
L. I. PANGONIS, A. N. SIVOV, D. E. SIMONYAN

Waveguides of a novel class — flexible gas-filled metal-dielectric waveguides (FMDW) — are described. The FMDW are made of thin composition metal-polymer films that take the form of its cross-section owing to the excessive pressure of the filling gas. The possibility of their utilization (in particular, the utilization of round cross-section FMDW with the operating wave  $H_{01}$ ) in extended transmission lines of the millimeter and centimeter wave bands is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 347—350 (1982)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

#### ЗОНДИРОВАНИЕ ОДНОРОДНО РАССЕЙВАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЫ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Р. А. КАЗАРЯН, А. В. СИНЯВСКИЙ

Как известно, при импульсном зондировании атмосферы необходимо обеспечивать генерацию световых импульсов заданной формы [1—3]. Рас-

3) возможности намотки ГМДВ в нерабочем состоянии на катушки малого диаметра бесстыковыми отрезками длиной до нескольких сотен метров независимо от размеров поперечного сечения волновода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Веселков Г. П. и др. Авт. св. № 832635. Бюлл. изобр. № 19, 1981.
2. Пантонис Л. И. и др. Патент Англии № 1598001, 1981.
3. Дмитриченко В. М. Вопросы радиоэлектроники, техника проводной связи, вып. 4, сер. XI, 1965.
4. Нефедов Е. И., Сивов А. Н. Электродинамика периодических структур, Изд. Наука, М., 1977.
5. Волноводы дальней связи (под ред. Н. П. Керженцевой), Изд. Связь, М., 1972.
6. Вазанов Р. Б., Матвеев Р. Ф., Мериакри В. В. Многоволновые волноводы со случайными нерегулярностями, Изд. Сов. радио, М., 1972.
7. Мар'ян В. И. и др. Авт. св. № 552657, Бюлл. изобр. № 12, 1977.

#### ՀԿՈՒՆ, ԳԱԶՈՎ ԼՑՎԱԾ ՄԵՏԱԳԱՆ-ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԱԿԱՆ ԱՎԻՔԱՏԱՐ ԱՎԻՔԱՏԱՐԱՅԻՆ ՀԱՂՈՐԴՄԱՆ ԳԾԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

ՅՈՒ. Ե. ԿԱԶԱՆՏՅԵՎ, Ե. Ն. ԿՈՐՇՈՒՆՈՎԱ, Վ. Ի. ՄԱՐՅԱՆ,  
Լ. Ի. ՊԱՆԳՈՆԻՍ, Ա. Ն. ՍԻՎՈՎ, Դ. Ե. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրված են նոր կարգի ճկուն, դաղով լցված մետաղա-դիէլեկտրիկական ավիքատարներ, որոնք պատրաստվում են բարակ կոմպոզիցիոն մետաղա-պոլիմերային թաղանթներից և աշխատանքային կտրվածք են ձևոր բերում ի հաշիվ նրանց մեջ լցված դաղի հավելյալ ճնշման ֆենարկված են այդպիսի ավիքատարների օգտագործման հնարավորությունները միլիմետրային և սանտիմետրային դիապազոնի ավիքների երկարածիք հաղորդման գծերում:

#### FLEXIBLE GAS-FILLED METAL-DIELECTRIC WAVEGUIDE FOR WAVEGUIDE TRANSMISSION LINES

Yu. N. KAZANTSEV, E. N. KORSHUNOVA, V. I. MAR'IN,  
L. I. PANGONIS, A. N. SIVOV, D. E. SIMONYAN

Waveguides of a novel class — flexible gas-filled metal-dielectric waveguides (FMDW) — are described. The FMDW are made of thin composition metal-polymer films that take the form of its cross-section owing to the excessive pressure of the filling gas. The possibility of their utilization (in particular, the utilization of round cross-section FMDW with the operating wave  $H_{01}$ ) in extended transmission lines of the millimeter and centimeter wave bands is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 347—350 (1982)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

#### ЗОНДИРОВАНИЕ ОДНОРОДНО РАССЕЙВАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЫ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Р. А. КАЗАРЯН, А. В. СИНЯВСКИЙ

Как известно, при импульсном зондировании атмосферы необходимо обеспечивать генерацию световых импульсов заданной формы [1—3]. Рас-

смотрим возможность извлечения информации о коэффициентах светорассеяния с помощью импульсов произвольной формы. Одновременно предлагаемая методика снижает погрешность измерения как при импульсном зондировании, так и в случае зондирования непрерывным модулированным излучением [4].

Следуя часто принимаемому допущению об однородности зондируемой среды, т. е. полагая постоянными коэффициенты обратного рассеяния  $\beta$  и ослабления  $\gamma$ , промодулируем частотой  $\omega = 2\pi f$  мощность непрерывного излучения по закону

$$P_0 = \bar{P}_0 + \tilde{P}_0 \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (1)$$

где  $\bar{P}_0$  и  $\tilde{P}_0$  — постоянная и переменная составляющие мощности. Введем также  $M_1 = \tilde{P}_0 / \bar{P}_0$  — глубину модуляции мощности.

Мощность обратно рассеянного средой излучения обычно выражается через локационное уравнение (см., например, [4]). Запишем локационное уравнение, учитывая постоянство  $\beta$  и  $\gamma$  вдоль трассы зондирования, без учета коррекции на геометрическую функцию расстояния (нерасходящийся пучок) в виде

$$P_p(z) = \beta A \int_0^{\infty} P_0(z) \exp(-2\gamma z) dz, \quad (2)$$

где  $A$  — площадь приемной апертуры.

$$\text{Тогда } P_p(z) = \bar{P}_p + \tilde{P}_p,$$

где

$$\bar{P}_p = \beta A \int_0^{\infty} \bar{P}_0 \exp(-2\gamma z) dz, \quad (3)$$

$$\tilde{P}_p = \beta A \int_0^{\infty} \tilde{P}_0 \sin \omega \left( t - \frac{2z}{c} \right) \exp(-2\gamma z) dz.$$

Выражение (2) можно легко привести к виду

$$P_p(z) = \frac{\beta A \bar{P}_0}{2\gamma} + \frac{\beta A \tilde{P}_0}{\sqrt{4\gamma^2 + \frac{4\omega^2}{c^2}}} \sin(\omega t - \varphi_1), \quad (4)$$

где

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\omega}{\gamma c}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что глубина модуляции принятого сигнала есть

$$M_2 = \frac{\tilde{P}_p}{\bar{P}_p} = \frac{\tilde{P}_0}{\bar{P}_0} \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{\omega}{\gamma c} \right)^2}}, \quad (6)$$

а изменение глубины модуляции

$$G = \frac{M_2}{M_1} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\gamma c}\right)^2}} \quad (7)$$

зависит лишь от частоты модуляции  $\omega$  и коэффициента ослабления  $\gamma$ . Выражения (5) и (7) совпадают с аналогичными выражениями, полученными в [5] методом интегрирования для расходящегося ограниченного пучка.

Предположим, что источник света генерирует периодически повторяющиеся импульсы произвольной формы, описываемой функцией времени  $f(t)$ . Будучи представленной в виде ряда Фурье,  $f(t)$  содержит бесконечное множество синусоидальных гармоник, кратных основной частоте. Введем формально для каждой гармоники из ряда Фурье коэффициент глубины модуляции мощности  $M_k = \tilde{P}_k / \bar{P}_0$ , где  $\tilde{P}_k$  — мощность  $k$ -ой гармоники,  $\bar{P}_0$  — величина постоянной составляющей, равной среднему значению функции за период. Тогда для  $k$ -ой гармоники фурье-разложения  $f(t)$  справедливо (7). Поэтому, измерив  $G_k$ , можно определить  $\gamma$ , а повторив измерение для ряда гармоник, можно снизить случайную погрешность измерений. В случае непрерывного излучения, промодулированного по закону

$$P = \bar{P}_0 + \sum_{k=1}^n \tilde{P}_k \sin(\omega_k t + \varphi_k), \quad (8)$$

целесообразнее пользоваться отношением  $G_k/G_1$ ; это позволяет избежать необходимости измерения постоянной составляющей мощности.

Оценим значения модулирующих частот, изменение глубины модуляции которых будет ощутимым в реальных атмосферных условиях, например, в случае дымки ( $\gamma = 0,5 \text{ км}^{-1}$ ). Полагая  $G = 0,5$ , получим  $\omega = 1,5 \cdot 10^5 \text{ Гц}$ .

Предложенный метод может оказаться полезным в практических применениях, например, при определении метеорологической дальности видимости.

Институт физических  
исследований АН АрмССР

Поступила 29. XI. 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зуев В. Е., Креков Г. М., Крекова М. М. В сб. Дистанционное зондирование атмосферы, Изд. Наука, Новосибирск, 1978.
2. Балин Ю. С. и др. В сб. Вопросы лазерного зондирования атмосферы, Изд. Наука, Новосибирск, 1976.
3. Зеге Э. П. и др. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 7, 750 (1971).
4. Kreid D. K. Appl. Opt., 15, 1823 (1976).
5. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред, Изд. Наука и техника, Минск, 1969.

ՀԱՄԱՍԵՌՈՐԵՆ ՑՐՈՂ ՄՔՆՈՂՐՏԻ ԶՈՆԻՈՒՄԸ  
ԿԱՄԱՅԱԿԱՆ ՁԵՎ ՈՒՆԵՑՈՂ ԼՈՒՑՍԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐՈՎ

Նկարագրված է ճառագայթի թուլացման գործադիրը որոշելու մեթոդ համասեռ մթնոլորտում: Մեթոդը հիմնված է օպտիկական ազդանշանի մոդուլացնող հանախաթվածների սպեկտրի շրջանցողի հեռազոտման վրա:

SOUNDING OF HOMOGENEOUSLY DISPERSING ATMOSPHERE  
WITH LIGHT PULSES OF AN ARBITRARY SHAPE

R. A. KAZARYAN, A. V. SINYAVSKIY

A method is described for the determination of the extinction coefficient in homogeneously dispersing atmosphere by studying the amplitudes of harmonics of periodical sounding pulses envelope.

## К 60-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Э. Г. МИРЗАБЕКЯНА

В конце этого года исполняется 60 лет со дня рождения академика Академии наук Армянской ССР, основателя и бессменного директора Института радиопизики и электроники АН Арм.ССР Эмиля Гайковича Мирзабекяна.



Эмиль Гайкович Мирзабекян родился 12 декабря 1922 г. в Ереване. Его отец, Гайк Иванович, был профессором Ереванского медицинского института, доктором медицинских наук, а мать — Анаида Акимовна, доктор медицинских наук — заведовала отделом Института микробиологии и эпидемиологии. Оба они были Заслуженными врачами республики. После окончания в 1940 г. средней школы Эмиль Гайкович в 18-летнем возрасте был призван в ряды Советской Армии. В мае 1942 г. по личному заявлению был направлен в Тбилисское артиллерийское училище, а с декабря 1942 г. — уже в звании лейтенанта — в действующую армию на

Закавказский, а затем на 2-ой Украинский фронт. Вплоть до конца Великой Отечественной войны Эмиль Гайкович принимал участие в боях, дважды был ранен, награжден двумя боевыми орденами и медалями. На фронте в октябре 1943 г. он стал кандидатом в члены КПСС, а в феврале 1944 г. — членом КПСС. После демобилизации Э. Г. Мирзабекян поступил на физико-математический факультет Ереванского университета и в 1950 г. окончил его физическое отделение.

Молодой физик был направлен в целевую аспирантуру Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР. Его научным руководителем стал замечательный советский ученый, основатель отечественной наблюдательной радиоастрономии профессор С. Э. Хайкин. Тема диссертации Э. Г. Мирзабекяна, сформулированная С. Э. Хайкиным, называлась так: «Разработка методов измерения слабой поляризации радиоизлучения космических источников в диапазоне сантиметровых волн». Диссертация Э. Г. Мирзабекяна, блестяще защищенная в начале 1955 г. в ФИАН, по своему значению вышла за рамки обычной аспирантской работы и сыграла значительную роль в развитии новых методов в радиоастрономии.

Годы аспирантуры совпали с периодом бурного развития радиоастрономии в нашей стране. В эти годы были достигнуты большие успехи в исследованиях радиоизлучения Солнца и дискретных источников, главным образом в диапазоне метровых и дециметровых волн. Развитие радиоастро-

номни требовало проведения исследований в более коротковолновой области, в первую очередь — в сантиметровой. Это диктовалось интересом к физическим процессам, которые проявляются особенно ярко именно в этом частотном диапазоне. К тому же в нем легче было обеспечить более высокое пространственное разрешение. Уровень развития СВЧ техники позволял приступить к освоению этого диапазона.

Среди таких задач одной из наиболее интересных представлялась задача исследования характера и степени поляризации космических источников, причем задача осложнялась малостью интенсивности поляризованной составляющей на фоне сравнительно сильного неполяризованного излучения.

Перед Э. Г. Мирзабекяном была поставлена задача разработки методики и создания установки в 3-сантиметровом диапазоне, позволяющей на фоне относительно сильного неполяризованного сигнала выявить слабую компоненту, поляризованную в общем случае эллиптически, определить ее интенсивность и параметры. Эта задача была полностью выполнена Э. Г. Мирзабекяном. Одновременно им был решен ряд методических задач, которые впоследствии легли в основу целого направления — методов анализа поляризованного радиоизлучения и его применения не только в радиоастрономии, но и в более широкой области радиофизики СВЧ. В результате этой работы удалось создать новую установку, названную «поляризационным радиометром». В этой установке впервые был осуществлен способ поляризационной модуляции.

Применение такого метода позволило значительно повысить чувствительность к поляризованной компоненте СВЧ излучения, выделять весьма слабые поляризованные сигналы при наличии сильного неполяризованного фона, значительно повысить точность измерения параметров Стокса, определяющих характер поляризации. Помимо радиоастрономических применений были сформулированы новые радиофизические области использования метода, которые впоследствии легли в основу некоторых современных направлений в области прикладной радиофизики.

После окончания аспирантуры Э. Г. Мирзабекян возглавил группу СВЧ радиоастрономии Бюраканской обсерватории. Среди многих интересных работ этого периода необходимо упомянуть создание и успешное использование интерференционного двухантенного радиотелескопа на волне 50 см во время наблюдений кольцевого солнечного затмения 19 апреля 1958 г. на острове Хайнань. Группа Бюраканской обсерватории под руководством Э. Г. Мирзабекяна (Г. С. Ерзинкян и П. М. Геруни) вошла в состав комплексной экспедиции Академий наук СССР и КНР. Были получены интересные результаты об уярчении лимба Солнца и величине поляризованной компоненты.

Исследования поляризованного излучения на СВЧ были продолжены в Отделе радиоастрономических методов Бюраканской обсерватории, созданном в конце 1958 г. на базе упомянутой выше группы, возглавляемой Э. Г. Мирзабекяном. К важным результатам этого периода следует отнести разработку предложенного Эмилем Гайковичем метода «поляризационной диаграммной модуляции». Эффект был теоретически исследован и экспериментально проверен для различных случаев. Были даны практические

рекомендации по использованию эффекта в радиоприемных и радиопередающих устройствах СВЧ диапазона.

Для приема поляризованного радиоизлучения и его анализа при помощи поляризационного радиометра Э. Г. Мирзабекяном был предложен новый тип волноводных облучателей — «симметричных кольцевых волноводных облучателей», более эффективных и универсальных, чем известные ранее. Они оптимальны для приема излучения в СВЧ диапазоне при любом виде поляризации. Облучатели этого типа впоследствии нашли применение в некоторых областях СВЧ техники. Этими и другими работами, выполненными под руководством Э. Г. Мирзабекяна, был заложен фундамент развития в Армении радиофизики СВЧ. Они составили первый этап развития радиофизики в республике. В дальнейшем они интенсивно развивались в Институте радиофизики и электроники (ИРФЭ) АН Арм.ССР в г. Аштараке. Этот институт был организован на базе Отдела радиоастрономических методов Бюраканской астрофизической обсерватории в 1960 году.

В ИРФЭ, со дня своего основания руководимом Э. Г. Мирзабекяном, развивались и успешно развиваются важнейшие направления современной радиофизики и электроники.

Под руководством Э. Г. Мирзабекяна и при его неизменном участии в ИРФЭ были начаты и в настоящее время систематически продолжают измерения параметров антенн методами радиоастрономии. Среди этих антенн — известные всему миру антенны Центра космической связи. Вместе с тем следует подчеркнуть, что наибольший интерес Э. Г. Мирзабекян проявлял к развитию поляризационных и фазовых методов.

Э. Г. Мирзабекян совместно со своим учеником Р. Н. Симоняном исследовал и создал новый класс преобразователей поляризации. Отличительным свойством этих преобразователей является сохранение на выходе линейно поляризованного излучения, ориентация вектора  $E$  которого всегда совпадает с ориентацией вектора на входе, хотя на вход подается излучение с любым характером поляризации — циркулярно поляризованное или эллиптически поляризованное излучение с любой ориентацией вектора  $E$ . Благодаря разработанным преобразователям поляризации Э. Г. Мирзабекяну и его ученикам удалось предложить принципиально новые методы СВЧ фазометрии и коррелометрии. Реализация этих методов позволила существенно повысить предельные точности измерения разности фаз и их малых изменений. Этот метод открывает новые возможности в СВЧ фазометрии. Среди статистических исследований Э. Г. Мирзабекяна важное место занимает корреляционный анализ — исследование корреляционных связей между различными процессами. На основе этого метода был создан прибор — поляризационный коррелятор, имеющий, как это подтвердили эксперименты, ряд существенных преимуществ по сравнению с ранее известными коррелометрами СВЧ диапазона.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований методов анализа поляризованного излучения были использованы также при разработке новых принципов СВЧ связи. В отличие от ранее известных амплитудных, частотных и фазовых методов модуляции в предложенном методе полезная информация, подлежащая передаче, при помощи соответ-

ствующих новых поляризационных устройств трансформировалась в изменение параметров поляризации передаваемого излучения — сигнал кодировался по параметру поляризации.

Под руководством Э. Г. Мирзабекяна были выполнены теоретические работы по оптимальному построению приемников поляризованного излучения. Важной особенностью этих, как впрочем и других работ, выполняемых в ИРФЭ, является то, что они, как правило, заканчивались созданием конкретных устройств или приборов, внедряемых в различные области науки и техники. В связи с этим необходимо отметить поляризационный радиометр высокой чувствительности, применявшийся при измерениях радиоизлучения Солнца, фазометры, амплифазометры сантиметрового и дециметрового диапазонов, коррелометры, внедренные в различные комплексы, предназначенные для решения важных прикладных задач.

Указанные приборы и устройства уникальны, почти все они защищены авторскими свидетельствами. Потребность в таких устройствах в настоящее время продолжает увеличиваться. В Институте радиофизики и электроники продолжают исследования в указанных направлениях, создаются новые устройства и приборы. Необходимо отметить, что Э. Г. Мирзабекян всегда придавал особое значение таким исследованиям, которые завершаются практическими результатами, внедряемыми в народное хозяйство. Созданные в отделе проблемной радиофизики, научным руководителем которого Э. Г. Мирзабекян был до конца своей жизни, радиометрические устройства широко применяются в радиоастрономии, медицине, в исследованиях природных ресурсов Земли, при решении ряда прикладных проблем.

В 1974—1976 гг. Э. Г. Мирзабекян был академиком-секретарем Отделения физико-технических наук и механики, а с 1976 г. до своей кончины — 16 сентября 1980 г. — вице-президентом АН Арм.ССР. Э. Г. Мирзабекян уделял большое внимание делу воспитания научных кадров республики как в ИРФЭ, так и в стенах Ереванского государственного университета, где он вел педагогическую работу и где по его инициативе и непосредственном участии был образован радиофизический факультет.

Восприняв лучшие традиции московской, ленинградской и горьковской школ радиофизиков и радиоастрономов, сам Э. Г. Мирзабекян внес существенный вклад в развитие радиофизики в нашей стране непосредственно своими работами и через работы своих учеников.

В. А. АМБАРЦУМЯН  
Г. М. ГАРИБЯН  
Р. М. МАРТИРОСЯН  
А. Ц. АМАТУНИ

## РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНТИ

УДК 621.382

S-ОБРАЗНАЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА  
СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ДИОДОВ ГАННА

А. Г. ВАРОСЯН

Ереванский государственный университет

При рассмотрении процессов в сильно легированных диодах Ганна исследовано влияние полевой зависимости коэффициента диффузии электронов на формирование участка S-типа на вольт-амперной характеристике при наличии ударной ионизации типа зона-зона. Получено выражение для вольт-амперной характеристики сильно легированных диодов Ганна с учетом зависимости  $D_n(E)$ . На ЭВМ проведен численный анализ для случая  $D_n(E)$ . Вольт-амперные характеристики рассчитаны для различных равновесных концентраций электронов. Анализ проведен для случаев, когда коэффициент диффузии электронов  $D_n$  есть постоянная величина или является функцией напряженности электрического поля. Численные оценки показали, что ток и напряжение срыва увеличиваются при учете линейной рекомбинации, а также в случае, когда имеет место зависимость коэффициента диффузии электронов от поля. Увеличение исходной концентрации доноров приводит к постоянному исчезновению срыва.

Иллюстраций 3. Библиографий 5.

Поступила 2. VII. 1981

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ.

Регистрационный номер—№ 3881—82. Деп. от 20 июля 1982 г.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ 17 ТОМА  
ЗА 1982 г.

вып. стр.

<i>Авакян В. В.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Авакян К. М.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Аветисян Г. Г.</i> (см. Безирганян П. А.) . . . . .	6	334
<b>Адамян С. А.</b> , <i>Безирганян П. А.</i> Роль примесных атомов в образовании дефектной структуры на поверхностях кварца под действием электростатического поля . . . . .	1	26
<b>Адамян С. А.</b> , <i>Безирганян П. А.</i> Рентгенографический способ выявления двойников в кристаллах кварца . . . . .	6	338
<i>Азарян М. О.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Айрапетян С. А., Никогосян С. К., Саакян В. А., Сароян А. С.</i> Влияние отжига на удельное электросопротивление облученных образцов <i>n-GaP</i> . . . . .	1	36
<i>Акопян С. К.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Аматуни А. Ц.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Арванов А. Н.</i> (см. Гавалян В. Г.) . . . . .	2	102
<i>Арзуманян С. А.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Арутюнян В. М.</i> (см. Паносян Ж. Р.) . . . . .	1	31
<i>Арутюнян В. М., Марукян В. Ш., Паносян Ж. Р.</i> Некоторые особенности светового переключения кремниевых <i>S</i> -фотоприемников, компенсированных никелем . . . . .	2	97
<i>Арутюнян В. М., Папазян Т. А., Саркисян С. М., Ишханян С. П., Арутюнян И. Г.</i> Резонансный узкополосный фильтр . . . . .	2	109
<i>Арутюнян Г. М., Неркарарян Х. В.</i> Экранированный потенциал точечного заряда в сверхрешетке . . . . .	2	63
<i>Арутюнян Г. М.</i> Экситоны Ванье-Мотта в однородных и квазидвумерных полупроводниках в присутствии интенсивной электромагнитной волны . . . . .	5	247
<i>Арутюнян И. Г.</i> (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	109
<i>Асатиани Т. Л.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Асланян В. Г.</i> (см. Безирганян П. А.) . . . . .	5	273
<i>Атабекян Р. Р., Восканян Р. Е., Геворкян В. А., Ерицян Г. Н., Езоян Р. К., Саркисов В. Х., Сакалян А. Г.</i> Влияние $\gamma$ -облучения на оптические характеристики рубина и рубиновые ОКГ с примесями <i>Ga</i> и <i>Ti</i> . . . . .	2	91
<i>Бабаян Х. П.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Багдасарян Г. А.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Бадалян Д. А.</i> Двухцентровое разложение для потенциалов межмолекулярного взаимодействия . . . . .	6	322
<i>Барсуков К. А., Григорян Г. А.</i> К теории сжатия электромагнитного поля . . . . .	1	3
<i>Барсуков К. А., Геворкян Э. А.</i> Взаимодействие электромагнитных волн с полубесконечным нестационарным неоднородным диэлектрическим заполнением волновода . . . . .	5	237

Безирганян А. П. (см. Безирганян П. А.) . . . . .	1	9
Безирганян А. П. Когерентность при кинематическом рассеянии рентгеновского характеристического излучения . . . . .	2	67
Безирганян П. А., Безирганян А. П. Интерференция и дифракция рентгеновских лучей в зависимости от природы поляризации . . . . .	1	9
Безирганян П. А. (см. Адамян С. А.) . . . . .	1	26
Безирганян П. А., Асланян В. Г., Семерджян О. С. Рентгеноинтерферометрический метод исследования однородности веществ . . . . .	5	273
Безирганян П. А., Аветисян Г. Г. Полосы смещения при двухволновом рассеянии рентгеновских лучей . . . . .	6	334
Безирганян П. А. (см. Адамян С. А.) . . . . .	6	338
Бостанджян Н. Х., Вардумян Д. Т., Марикян Г. А., Матевосян К. А. О зависимости доли пионов в адронной компоненте космических лучей от энергии частиц . . . . .	5	269
Бояджян Н. Г. (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
Буюкян С. П. (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
Варданян Ю. С. Решение системы квазигидродинамических уравнений для слабо ионизированной плазмы (с приложением к физике ионосферы) . . . . .	2	79
Вардумян Д. Т. (см. Бостанджян Н. Х.) . . . . .	5	269
Варосян А. Г. S-образная вольт-амперная характеристика сильно легированных диодов Ганна . . . . .	6	355
Вартапетян Г. А., Казарян А. П., Манукян Ж. В., Сирунян А. М. Учет влияния магнитного поля поляризованной протонной мишени в дважды поляризацонных экспериментах типа «пучок—мишень» . . . . .	5	265
Вартапетян Р. П., Гардиян Р. С., Дургарян А. А. Особенности светочувствительного затухания ультразвука в кристалле . . . . .	5	286
Восканян Р. Е. (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	91
Гавалян В. Г., Лорикян М. П., Арванов А. Н. Эффективные эмиттеры управляемой вторичной электронной эмиссии . . . . .	2	102
Гардиян Р. С. (см. Вартапетян Р. П.) . . . . .	5	286
Гарибян Г. М., Сардарян Р. А. Армянская физика на всесоюзной и международной аренах (к 60-летию образования СССР) . . . . .	6	301
Гаряка А. П. (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
Геворкян В. А. (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	91
Геворкян Э. А. (см. Барсуков К. А.) . . . . .	5	237
Григорян Г. А. (см. Барсуков К. А.) . . . . .	1	3
Данилова Т. В., Дунаевский А. М., Ерлыкин А. Д., Кузина Н. П., Куличенко А. К., Мачавариани С. К., Никольская Н. М., Никольский С. И., Ромахин В. А., Славатинский С. А., Субботин Б. В., Тукиш Е. И., Фейнберг Е. Л., Шаулов С. Б., Авакян В. В., Авакян К. М., Азарян М. О., Акопян С. К., Амагуни А. Ц., Арзуманян С. А., Асатиани Т. Л., Бабаян Х. П., Багдасарян Г. А., Бояджян Н. Г., Буюкян С. П., Гаряка А. П., Еганов В. С., Зазян М. З., Иванов В. А., Мамиджанян Э. А., Мартиросов Р. М., Матинян С. Г., Мнацаканян Э. А., Тер-Антонян С. В., Ходжамирян А. Ю., Чилингарян А. А. Проект эксперимента по исследованию взаимодействий адронов в области энергий $10^3$ — $10^5$ ТэВ (эксперимент «АНИ») . . . . .	3—4	129
Джангирян Р. Г., Иселиева И. Н., Ильин В. Г. Излучение осциллятора с модулированной амплитудой, движущегося в периодически-неоднородной среде . . . . .	5	242
Дунаевский А. М. (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
Дургарян А. А. (см. Вартапетян Р. П.) . . . . .	5	286
Еганов В. С. (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
Егиазарян Г. А., Саркисян А. С. Температурная зависимость параметров кремниевых планарных магнитодиодов . . . . .	5	277
Езоян Р. К. (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	91
Ерицян Г. Н. (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	91

<i>Ерлыкин А. Д.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Зазян М. З.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Золян Т. С.</i> Методика бесконтактных измерений электропроводности жидких полупроводников и расплавов . . . . .	5	281
<i>Иванов В. А.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Ивлиева И. Н.</i> (см. Джангирия Р. Г.) . . . . .	5	242
<i>Ильин В. Г.</i> (см. Джангирия Р. Г.) . . . . .	5	242
<i>Ишханян С. П.</i> (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	109
<i>Казанцев Ю. Н., Коршунова Е. Н., Марьян В. И., Пангонис Л. И., Сивов А. Н., Симонян Д. Е.</i> Гибкий газонаполненный металло-диэлектрический волновод для волноводных линий передачи . . . . .	6	341
<i>Казарян А. П.</i> (см. Вартапетян Г. А.) . . . . .	5	265
<i>Казарян Р. А., Сиявский А. В.</i> Зондирование однородно рассеивающей атмосферы световыми импульсами произвольной формы . . . . .	6	347
<i>Кечечян К. О.</i> Подвижность носителей заряда в очень чистых полупроводниках с винтовыми дислокациями . . . . .	5	255
<i>Коршунова Е. Н.</i> (см. Казанцев Ю. Н.) . . . . .	6	341
<i>Кузина Н. П.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Куличенко А. К.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Лорикян М. П.</i> (см. Гавалян В. Г.) . . . . .	2	102
<i>Мамиджанян Э. А.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Манукян Ж. В.</i> (см. Вартапетян Г. А.) . . . . .	5	265
<i>Маргарян А. Л.</i> (см. Паносян Ж. Р.) . . . . .	1	31
<i>Марикян Г. А.</i> (см. Бостанджян Н. Х.) . . . . .	5	269
<i>Мартirosов Р. М.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Марукян В. Ш.</i> (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	97
<i>Марьян В. И.</i> (см. Казанцев Ю. Н.) . . . . .	6	341
<i>Матевосян К. А.</i> (см. Бостанджян Н. Х.) . . . . .	5	269
<i>Матинян С. Г.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Мачавариани С. К.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Мелик-Саркисян А. А., Назарян А. А., Оганесян Л. Т., Седракиян Д. М.</i> Об идентификации нефтепродуктов методом лазерной флуоресценции . . . . .	5	288
<i>Меликсетян В. А.</i> (см. Паносян Ж. Р.) . . . . .	1	31
<i>Мнацаканян Э. А.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Мурадян А. М., Петросян С. Г.</i> Варизонный полупроводниковый лазер с оптической накачкой . . . . .	2	87
<i>Назарян А. А.</i> (см. Мелик-Саркисян А. А.) . . . . .	5	288
<i>Налбандян О. Г.</i> О подплавлениях при выращивании кристаллов из расплава . . . . .	1	21
<i>Неркарарян Х. В.</i> (см. Арутюнян Г. М.) . . . . .	2	63
<i>Никогосян С. К.</i> (см. Айрапетян С. А.) . . . . .	1	36
<i>Никольская Н. М.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Никольский С. И.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Оганесян Л. Т.</i> (см. Мелик-Саркисян А. А.) . . . . .	5	288
<i>Пангонис Л. И.</i> (см. Казанцев Ю. Н.) . . . . .	6	341
<i>Паносян Ж. Р., Арутюнян В. М., Саркисян А. Г., Меликсетян В. А., Маргарян А. Л., Погосян А. А.</i> Спектральные зависимости эффективности преобразования солнечной энергии методом фотолиза воды . . . . .	1	31
<i>Паносян Ж. Р.</i> (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	97
<i>Папазян Т. А.</i> (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	109
<i>Петросян А. К.</i> Угловая зависимость спектров ЭПР ионов с $S=3/2$ в случае больших начальных расщеплений в кристаллических полях ромбической симметрии . . . . .	1	15
<i>Петросян С. Г.</i> (см. Мурадян А. М.) . . . . .	2	87
<i>Погосян А. А.</i> (см. Паносян Ж. Р.) . . . . .	1	31
<i>Предводителей А. А.</i> (см. Хзарджян А. А.) . . . . .	5	260
<i>Ромахин В. А.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129

<i>Ростомян Э. В., Рухлин В. Г.</i> Динамика индуцированных полей при инжекции потока осцилляторов в слой плазмы . . . . .	6	314
<i>Русских Н. П.</i> Моделирование на ЦВМ процесса фильтрации двумерного сигнала от мультипликативной помехи . . . . .	2	83
<i>Рухлин В. Г.</i> (см. Ростомян Э. В.) . . . . .	6	314
<i>Саакян В. А.</i> (см. Айрапетян С. А.) . . . . .	1	36
<i>Сакянян А. Г.</i> (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	91
<i>Сардарян Р. А.</i> Генрих Герц (к 125-летию со дня рождения) . . . . .	2	113
<i>Сардарян Р. А.</i> (см. Гарибян Г. М.) . . . . .	6	301
<i>Саркисов В. Х.</i> (см. Атабекян Р. Р.) . . . . .	2	91
<i>Саркисян А. Г.</i> (см. Паносян Ж. Р.) . . . . .	1	31
<i>Саркисян А. С.</i> (см. Егназарян Г. А.) . . . . .	5	277
<i>Саркисян С. М.</i> (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	109
<i>Сароян А. С.</i> (см. Айрапетян С. А.) . . . . .	1	36
<i>Седракиян Д. М.</i> (см. Мелнк-Саркисян А. А.) . . . . .	5	288
<i>Семерджян О. С.</i> (см. Безирганян П. А.) . . . . .	5	273
<i>Симонян Д. Е.</i> (см. Казанцев Ю. Н.) . . . . .	6	341
<i>Сивов А. Н.</i> (см. Казанцев Ю. Н.) . . . . .	6	341
<i>Синявский А. В.</i> Зондирование атмосферы лидаром непрерывного режима . . . . .	1	39
<i>Синявский А. В.</i> (см. Казарян Р. А.) . . . . .	6	347
<i>Сирунян А. М.</i> (см. Вартапетян Г. А.) . . . . .	5	265
<i>Славатинский С. А.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Субботин Б. В.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Тер-Антонян С. В.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Тукиш Е. И.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Фейнберге Е. Л.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Хзарджян А. А.</i> Поля напряжений дислокационных конфигураций в гексагональном бислое . . . . .	6	329
<i>Хзарджян А. А., Хзарджян С. М., Предводителев А. А.</i> Поля напряжений дислокационных конфигураций в гексагональной пластине . . . . .	5	260
<i>Хзарджян С. М.</i> (см. Хзарджян А. А.) . . . . .	5	260
<i>Ходжамирян А. Ю.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Чилингарян А. А.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Шаулов С. Б.</i> (см. Данилова Т. В.) . . . . .	3—4	129
<i>Шахназарян Ю. Г.</i> Влияние массы тяжелых кварков на распределение по максимальному импульсу сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{q}qg$ . . . . .	6	308

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ  
 ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ  
 ИЗВЕСТИЯ  
 АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
 ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

*Г. М. Гарибян, Р. А. Сардарян.* Армянская физика на всесоюзной и международной аренах (к 60-летию образования СССР) . . . 301

*Ю. Г. Шахназарян.* Влияние массы тяжелых кварков на распределение по максимальному импульсу сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  . . . 308

*Э. В. Ростомян, В. Г. Рухлин.* Динамика индуцированных полей при инъекции потока осцилляторов в слой плазмы . . . 314

*Д. А. Бадалян.* Двухцентровое разложение для потенциалов межмолекулярного взаимодействия . . . 322

*А. А. Хвардзян.* Поля напряжений дислокационных конфигураций в гексагональном бислое . . . 329

*П. А. Безиргиян, Г. Г. Аветисян.* Полосы смещения при двухволновом рассеянии рентгеновских лучей . . . 334

**Адамян С. А.,** *Безиргиян П. А.* Рентгенографический способ выявления двойников в кристаллах кварца . . . 338

*Ю. Н. Казанцев, Е. Н. Коршунова, В. М. Марьян, Л. И. Пангюнис, А. Н. Сивов, Д. Е. Симонян.* Гибкий газонаполненный металло-диэлектрический волновод для волноводных линий передачи . . . 341

*Р. А. Казарян, А. В. Синяский.* Зондирование однородно рассеивающей атмосферы световыми импульсами произвольной формы . . . 347

К 60-летию со дня рождения Э. Г. Мирзабекяна . . . 351

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНТИ

*А. Г. Варосян.* S-образная вольт-амперная характеристика сильно легированных диодов Ганна . . . 355

Авторский указатель 17 тома за 1982 г. . . . . 356

Изв. АН АрмССР, Физика, 1982 г., том 17, выпуск 6, стр. 301—359

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Գ. Մ. Ղարիբյան, Ռ. Ա. Սարգսյան. Հայկական ֆիզիկան համամիութենական և միջ- ազգային ասպարեզում (ՄՍՀՄ կազմավորման 60-ամյակին) . . . . .	301
Յու. Գ. Շահնազարյան. Մանր քվարկների հաշվառման ազդեցությունը $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$ պրոցեսի կտրվածքի ըստ մեծագույն իմպուլսի բաշխման վրա . . . . .	308
Է. Վ. Ռոստոմյան, Վ. Գ. Ռուխիկե. Պլազմայի շերտ ներհոսված օսցիլյատորների փնջով ինդուկցված դաշտերի դինամիկան . . . . .	314
Գ. Հ. Բաղայան. Երկկենտրոնային վերլուծություն միջմոլեկուլային փոխազդեցության պոտենցիալների համար . . . . .	322
Ա. Ա. Խզարչյան. Դիալոկացիոն կոնֆիգուրացիաների լարումների դաշտերը հեկսագոնալ երկշերտում . . . . .	329
Հ. Բեգիրզանյան, Գ. Գ. Ավետիսյան. Շեղման գծերը սենտզենյան ճառագայթների երկալիքային ցրման դեպքում . . . . .	334
<b>Ս. Հ. Աղամյան</b> , Պ. Հ. Բեգիրզանյան. Կվարցի մոնոքրյուրեզում երկակի ձևերի հայտ- նարկման սենտզենյան մեթոդ . . . . .	338
Յու. Ն. Կազանցե, Ե. Ն. Կորչունովա, Վ. Ի. Մարչիև, Լ. Ի. Պանգոբիս, Ա. Ն. Սիվով, Դ. Ն. Սիմոնյան. Ճկուն, գազով լցված մետաղա-դիէլեկտրիկական ալիքատար ալիքատարային հաղորդման գծերի համար . . . . .	341
Ռ. Ա. Ղազարյան, Ա. Վ. Սիլեյալսկի. Համասեռորեն ցրող մթնոլորտի զոնդումը կամա- յական ձև ունեցող լույսային իմպուլսներով . . . . .	347
Է. Հ. Միրզարեկյանի ծննդյան 60-ամյակի առթիվ . . . . .	351

ԳԵՏԻՃԻ-ում դեպոնացված հոդվածների սեփերառներ

Ա. Գ. Վարոսյան. Ուժեղ լեզիրացված Հաննի դիոդների S-աձև վոլտ-ամպերային բնու- թագիր . . . . .	355
Հեղինակային ցանկ . . . . .	356

