

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Совместное заседание редакционной коллегии
журнала "Известия вузов. Радиофизика"
и Ученого совета Института прикладной физики
Российской академии наук,
посвященное 90-летию со дня рождения
Виталия Лазаревича Гинзбурга**

(4 октября 2006 г.)

4 октября 2006 г. в конференц-зале Института прикладной физики РАН (Нижний Новгород) состоялось совместное заседание редакционной коллегии журнала *Известия вузов. Радиофизика* и Ученого совета Института прикладной физики РАН. На заседании были заслушаны следующие доклады:

1. **Железняков В.В.** (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород). *О нижегородской школе Виталия Лазаревича Гинзбурга.*

2. **Андронов А.А.** (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород). *Хиральность: вращение поляризации, принцип детального баланса и жизнь.*

3. **Братман В.Л.** (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород). *Быстро движущиеся излучатели и их использование в высокочастотной электронике.*

4. **Деришев Е.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В.** (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород). *Космические ускорители для частиц сверхвысоких энергий.*

5. **Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В.** (Федеральное государственное научное учреждение "Научно-исследовательский радиофизический институт" (НИФРИ), Нижний Новгород), **Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г.** (Ростовский государственный университет, Ростов-на-Дону), **Котик Д.С., Митяков Н.А., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Сергеев Е.Н.** (НИФРИ, Нижний Новгород), **Терещенко Е.Д.** (Полярный геофизический институт Кольского научного центра РАН (ПГИ КНЦ РАН), Мурманск), **Толмачева А.В., Урядов В.П.** (НИФРИ, Нижний Новгород), **Худукон Б.З.** (ПГИ КНЦ РАН, Мурманск). *Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым радиоизлучением.*

Краткое содержание докладов 2–5 публикуется ниже.

PACS numbers: 42.25.Ja, 87.10.+e

Хиральность: вращение поляризации, принцип детального баланса и жизнь

А.А. Андронов

Хиральная система — система, не обладающая зеркальной симметрией — центром или плоскостью инверсии. И тема первой части доклада — вращение поляризации — была выбрана не случайно: первая научная работа автора доклада (тогда еще студента 4–5 курса) "О естественном вращении плоскости поляризации звука" [1], выполненная по предложению Виталия Лазаревича, была посвящена хиральной проблеме.

Сам Виталий Лазаревич уделял довольно много внимания естественному вращению плоскости поляризации в электродинамике в своих работах по средам с пространственной дисперсией [2]. В частности, в докладе [3] он обсуждал проблему граничных условий в средах с естественной оптической активностью. Эту проблему можно сформулировать еще так: что будет при падении на естественно активную среду (нормально) линейно поляризованной волны? В докладе [3] рассматривалось два типа граничных условий (феноменологических). При одном типе граничных условий поляризация при отражении становится эллиптической, при другом остается неизменной. Что же происходит "на самом деле"? Ситуация не ясна.

Насколько мне известно, имеются только две работы, в которых сделана попытка измерить поворот поляризации при отражении (нормальном) от естественно активной среды [4, 5], с разными результатами. Эффект мал и, как отмечено в [3], всякое загрязнение (изменение) поверхности легко маскирует результат. И феноменология не должна работать. В качестве примера можно привести недавнее измерение значительной эллиптической поляризации при отражении линейно поляризован-

ного света от кремния, на поверхности которого созданы множественные ($6 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$) хиральные металлические микрообъекты [6]. Поскольку в отсутствие подобных объектов эффекты изменения поляризации на поверхности малы, их целесообразно изучать методами нелинейной оптики.

Эффекты на хиральной границе полупроводников, где выращены квантовые ямы, наблюдались и исследовались совместно группой из Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе и университета в Регенсбурге (Германия). Было исследовано хиральное выпрямление терагерцевого излучения — возникновение вдоль поверхности полупроводника тока, направление которого зависит от знака циркулярной поляризации, — циркулярный фотогальванический и спин-гальванический эффекты [7, 8]. Авторы называют эти эффекты "велосипедными" (рис. 1): фотоны с круговой поляризацией передают угловой момент спинам (педалям), которые через спин-орбиту создают ток в плоскости (велосипеды едут), при этом направление тока зависит от знака круговой поляризации. На самом деле в этих исследованиях много интересных деталей, поясняющих, как это все возникает: рассматривается зависимость от типа кристалла, типа квантовых ям, наличия магнитного поля, от угла падения волны и др. Эти работы продолжают исследования по фотогальваническому эффекту в хиральных средах (см. [9]).

Вторая часть этого сообщения посвящена "спекуляции" на тему: почему биологические макромолекулы — белки и ДНК — однородно хиральны (т.е. у всех живых существ одинаково или левые, или правые). Виталий Лазаревич в своем обзоре актуальных проблем [10] много внимания уделил науке о жизни, считая ее сейчас самой главной: "На этой планете последними фундаментальными вопросами являются: как возникла жизнь и как возникла мысль". В упомянутой статье затрагивается вопрос "редукционизма" — "возможность живое объяснить на основе физики, уже известной физики. Это общая проблема и биологов, и физиков". И далее В.Л. Гинзбург отмечает, что физики все больше будут заниматься биологией, что они должны "идти" в биологию. Это достаточно старая, конечно, мотивация. Выдающиеся физики — М. Дельбрюк, Э. Шрёдингер, Ф. Крик и другие уже "уходили" в биологию с такой

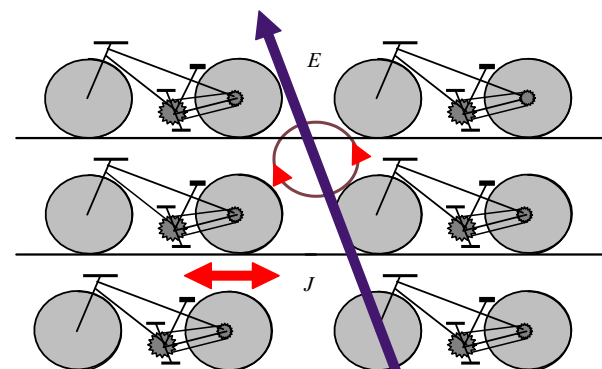


Рис. 1. "Велосипедный" постоянный ток J под действием круговой поляризации "крутящей педали": циркулярный фото- или спин-гальванический эффекты в хиральных 2D-структурах вблизи поверхности полупроводников.

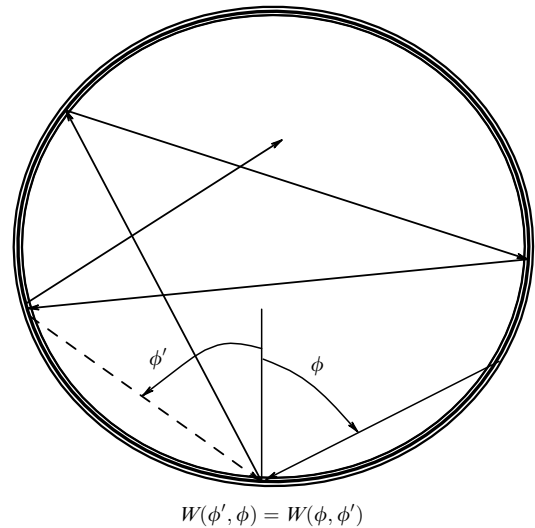


Рис. 2. Кнудсеновский газ в шероховатом цилиндре при выполнении условия детального баланса на поверхности — при равенстве вероятностей рассеяния W туда и обратно.

мотивацией (см. [11]). Но сейчас вопрос такого "ухода" стоит еще более остро.

Теперь о принципе детального баланса. У него есть два аспекта: 1) одинаковое число переходов туда и обратно в равновесии и 2) симметрии вероятностей рассеяния туда и обратно (что может быть существенно в неравновесных условиях) [12]. Первое выполняется всегда. Здесь речь идет о втором аспекте. В ту пору, когда Виталий Лазаревич был главным редактором журнала *Известия ВУЗов. Радиоп физика*, издающегося в Нижнем Новгороде (тогда г. Горький), в этот журнал поступила статья (которая потом широко обсуждалась) о моделировании кнудсеновского газа (длина свободного пробега много больше размеров сосуда, и молекулы сталкиваются только с шероховатыми стенками — случайное упругое рассеяние) в цилиндрической трубе (рис. 2). Авторы взяли разумную, казалось, модель, когда степень зеркальности рассеяния возрастает с увеличением угла падения. И у них газ стал закручиваться! Редакция отвергла статью на том основании, что выбранная модель рассеяния не удовлетворяет физическим моделям, которые приводят к принципу детального баланса. Потом появился препринт из Дубны, в котором описывалось моделирование переноса ультрахолодных нейтронов в цилиндрической трубе. Детальный баланс при рассеянии на стенках был учтен, нейтроны не закручивались. И все успокоилось.

Но в хиральных системах нарушается принцип детального баланса [9, 13–14]! Однако известно это не очень широко (хотя в [12, гл. 1, § 2] этот вопрос затрагивается (ср. [13])): в первом борновском приближении принцип детального баланса всегда справедлив. В физике твердого тела эффекты, связанные с нарушением принципа детального баланса при рассеянии и приводящие к "косому" (skew) рассеянию известны [14]. Пример — аномальный эффект Холла, возникающий вследствие намагниченности, на которой происходит skew-рассеяние (а не из-за магнитного поля).

Что будет, если для кнудсеновского газа мы возьмем цилиндр с хиральной шероховатостью (рис. 3)? Газ будет закручиваться? Вряд ли. В работе [13] доказывается, что и

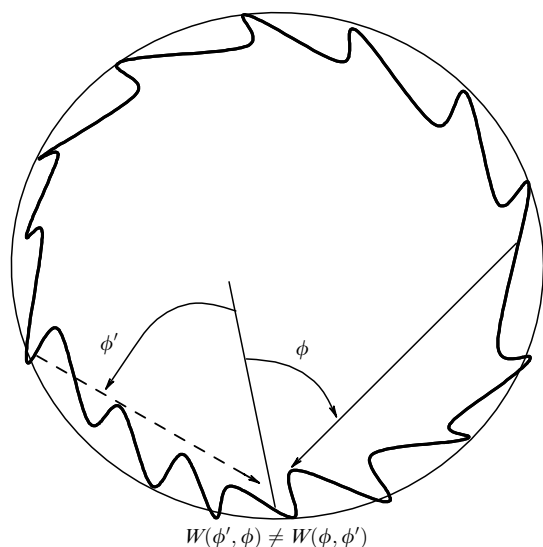


Рис. 3. Нарушение детального баланса в кнудсеновском газе в хиральном цилиндре.

при хиральном упругом рассеянии энтропия возрастает и газ, по-видимому, не должен закручиваться. Вероятно, приход к размешанному состоянию замедлен. Однако автору не известны работы (примеры) такого рода.

Но если переход к размешанному состоянию подавлен, то это должно (может) замедлить приход систем, состоящих из хиральных элементов, к равновесию. Не может ли в этом заключаться причина хиральности живых систем? Мы здесь не обсуждаем, какая, левая или правая, спираль возникает и чем это обусловлено: случайностью (нарушенная симметрия) или действием фактора преимущества (циркулярно поляризованный свет, магнитное поле и др.) [15].

В то же время Ф. Крик, открывший (вместе с Д. Уотсоном) хиральную структуру ДНК, в своем рассказе о том, как он занимался биологией в течение 50 лет [11], ни разу не упоминает (не подчеркивает) хиральность биологических молекул. Более того, он насмехается над теоретиками-биологами, которые используют априорные схемы, носятся с ними. Он считает, что эволюция, или "слепой часовщик", как ее называют с подачи английского биолога-популяризатора Р. Давкинса [16], очень далека от разных схем — важнее случай. Точку зрения Ф. Крика можно проиллюстрировать так. "Слепой часовщик" сидит на стуле в поле, по которому ветер носит части часов. Он собирает Механизм. Ни о чем не думает, просто "шарит" под стулом, что-то находит, вставляет в Механизм и ждет: подойдет — не подойдет, пойдет — не пойдет? Скорее всего, ему случайно попадется левая спираль, и Механизм пошел, и все остальные детали, которые подходили к Механизму, оказывались тоже левыми спиралью. Но могла попасться и правая или вообще не спираль!

Но если спирали живут дольше, то из-за нарушения принципа детального баланса — им и быть в "начальном бульоне", из которого часовщику поступают детали. Может быть, в этом, хотя бы частично, и состоит причина появления хиральности биомолекул?

Но все это, конечно, спекуляции.

Автор выражает благодарность В.В. Иванову, М.А. Новикову и С.В. Шарову за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Андронов А А *Изв. вузов. Радиофизика* **3** 645 (1960)
2. Агранович В М, Гинзбург В Л *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов* (М.: Наука, 1965)
3. Гинзбург В Л *УФН* **108** 749 (1972)
4. Лукьянов А Ю, Новиков М А *Письма ЖЭТФ* **51** 591 (1990)
5. Bungay A R, Svirko Yu P, Zheludev N I *Phys. Rev. Lett.* **70** 3039 (1993)
6. Papakostas A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 107404 (2003)
7. Ganichev S D et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4358 (2001)
8. Ganichev S D et al. *Nature* **417** 153 (2002)
9. Белиничер В И, Стурман Б И *УФН* **130** 415 (1980)
10. Гинзбург В Л *О науке, о себе и о других* 3-е изд. (М.: Физматлит, 2003)
11. Крик Ф *Безумный поиск. Личный взгляд на научное открытие* (М. – Ижевск: ИКИ, 2004)
12. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
13. Стурман Б И *УФН* **144** 497 (1984)
14. Gantmakher V F, Levinson Y B *Carrier Scattering in Metals and Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Physics, Vol. 19, Eds V M Agranovich, A A Maradudin) (Amsterdam: North-Holland, 1987)
15. Гольдманский В И, Кузьмин В В *УФН* **157** 3 (1989)
16. Dawkins R *The Blind Watchmaker* (London: Penguin Books, 2006)

PACS numbers: 41.60.Cr, **52.59**. – f, 84.40.Ik

Быстро движущиеся излучатели и их использование в высокочастотной электронике

В.Л. Братман

В 1946 г., обсуждая возможности проникновения в труднодоступный тогда диапазон миллиметровых-субмиллиметровых волн, В.Л. Гинзбург рассмотрел ряд методов генерации, оказавшихся эффективными для значительно более широкого спектра электромагнитного излучения. В качестве "наиболее интересного и многообещающего способа" в [1] было предложено использовать доплеровское преобразование частоты быстро движущихся электронов-осцилляторов.

Пусть электрон движется с поступательной скоростью $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$ и колеблется в поперечном направлении с частотой Ω в гармонически изменяющемся во времени электрическом поле (рис. 1). Тогда под углом θ к направлению поступательного движения электрон излучает на частоте

$$\omega = \frac{\Omega}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta}. \quad (1)$$

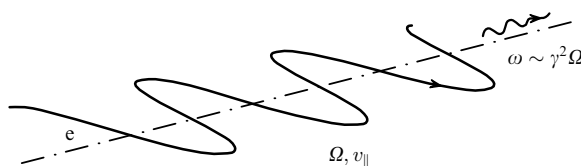


Рис. 1. Идея "доплертрона": колеблющийся и быстро перемещающийся заряд излучает вперед на частотах, во много раз превышающих частоту его колебаний.

При ультрарелятивистской скорости $\beta_{\parallel} \approx 1$, когда велик лоренц-фактор электрона γ , для излучения под малыми углами доплеровский частотный выигрыш пропорционален квадрату энергии частицы: $\omega \sim \gamma^2 \Omega$, и может быть очень большим. Например, при энергиях 5 МэВ и 5 ГэВ получаем доплеровский выигрыш порядка 10^2 и 10^8 соответственно.

В работе [1] были рассмотрены также возможности, открывающиеся при использовании циклотронного и синхротронного излучения электрона, движущегося по окружности в однородном магнитном поле. Заметим, что и в этом случае при сообщении электрону наряду с вращательной также и релятивистской поступательной скорости, когда частица движется по винтовой траектории, легко получить "доплертрон" (рис. 2а). На основном циклотронном резонансе частота его излучения определяется формулой (1), в которой в качестве частоты колебаний фигурирует релятивистская циклотронная частота электрона $\Omega_B = \Omega'_B/\gamma$, где $\Omega'_B = eB/m$. В сильном магнитном поле легко получить высокую частоту Ω'_B , но при больших γ из-за уменьшения Ω_B такой метод уступает по частоте доплертрону, для которого частота колебаний не зависит от энергии. В то же время, как подчеркивалось в [1], только что обнаруженное к тому времени синхротронное излучение частицы, вращающейся по окружности, дает своеобразный и, как мы знаем теперь, очень важный для различных разделов физики и техники пример доплертрона с очень большим преобразованием частоты (рис. 2б). В этом случае совместное действие трех эффектов — релятивистского

преобразования углов, стягивающего мгновенную диаграмму направленности излучения в узкий конус с углом раствора $\sim \gamma^{-1}$, поворот этой диаграммы, приводящий к импульсной временной структуре излучения в данном направлении, и сжатие в γ^2 раз излучаемого импульса из-за приближения электрона к точке наблюдения (продольный эффект Доплера) — приводит к тому, что максимум излучения приходится на очень высокую циклотронную гармонику с частотой $\sim \gamma^3 \Omega_B$.

Наряду с излучением осциллирующих электронов, быстро движущихся в вакууме, в [1] предлагалось также использовать излучение электронов, движущихся над диэлектриком или в диэлектрическом канале (черенковское излучение и эффект Доплера при наличии замедляющей среды). В этих случаях для получения коротких волн требуется намного меньшая энергия частиц.

Следует отметить, что через несколько лет предложение использовать эффект Доплера для излучения коротких волн было высказано независимо от [1] также английским физиком Х. Мотцем [2], который предложил, кроме того, очень эффективный метод раскачки колебаний частиц в пространственно-периодической магнитной системе, создающей поперечное к направлению движения частицы поле, — статическую магнитную волну (рис. 2в). Подобные устройства, придающие тонкому пучку электронов периодическую форму, стали называть ондуляторами (от франц. *Gonde* — волна). Вскоре доплеровски преобразованное излучение отдельных частиц было обнаружено в разных ситуациях и разных частотных диапазонах. Так, например, было открыто когерентное тормозное излучение в кристаллах, возникающее при движении частиц под определенным углом в электростатическом ондуляторе, образованном полями периодически расположенных атомов. Позднее было открыто узконаправленное рентгеновское и гамма-излучение ультрарелятивистских позитронов и электронов, связанное с другим типом движения в кристаллах — каналированием, сопровождающимся сравнительно низкочастотными поперечными осцилляциями в усредненном поле атомов.

К доплертронам можно отнести и устройства, основанные на преобразовании частоты при встречном рассеянии фотонов на электронах (обратный эффект Комптона), в которых в качестве ондулятора используется поле волны накачки. Другой важный пример дает излучение Смита–Парселла частиц, движущихся прямолинейно над периодической структурой. Простейшее объяснение этого эффекта также обычно дается в духе доплертрона и заключается в том, что рассматривается осциллирующий и быстро перемещающийся диполь, образованный зарядом и его изображением (квазистатическим) в структуре. Аналогичное пояснение допускает и излучение заряда, пронизывающего периодическую стопку пластин.

Во всех рассмотренных выше методах фигурирует индивидуальное (спонтанное) излучение отдельных частиц или заранее приготовленных компактных сгустков с размерами, меньшими длины волны излучения. Приготовление таких сгустков представляло собой очень сложную задачу, на решение которой в 1950-е годы было затрачено немало усилий. Вместе с тем в те же годы быстро развивались такие электровакуумные сверхвысокочастотные (СВЧ) приборы, как клистроны, магнетроны, лампы бегущей и обратной волны (ЛБВ и

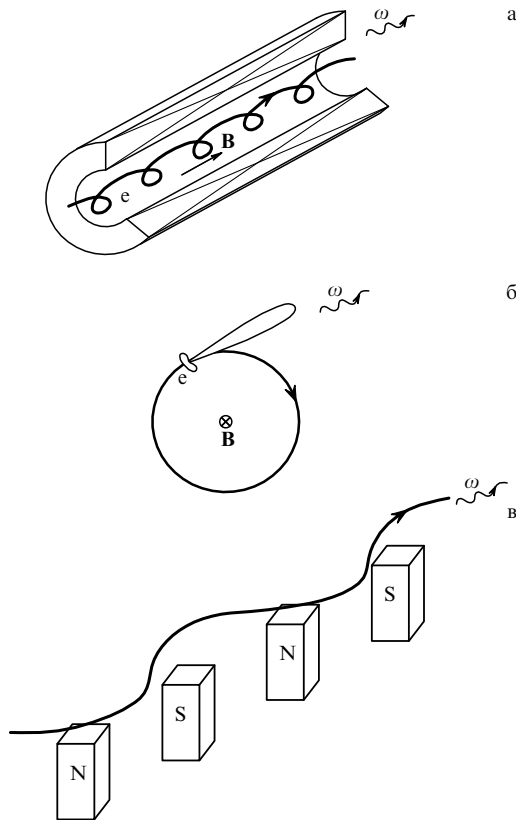


Рис. 2. Примеры "доплертронов": циклотронный (а) и синхротронный (б) в однородном магнитном поле, ондуляторный в пространственно-периодическом магнитном поле (в).

ЛОВ), в которых электроны группируются в компактные сгустки автоматически¹, благодаря чему возникает их коллективное (стимулированное) излучение. Все эти приборы позволили при сравнительно низких напряжениях генерировать излучение в миллиметровом диапазоне, а с помощью ЛОВ была даже достигнута длина волны 0,2 мм. Важно отметить, что в этих приборах реализуется синхронное (черенковское или сводящееся к нему переходное) взаимодействие частиц с медленными волнами, для чего при низких напряжениях необходимы электродинамические системы с мелкомасштабными элементами. При этом электроны должны двигаться на очень малом расстоянии от замедляющих систем (вместо предлагавшихся в [1] диэлектриков, как правило, используются периодические металлические структуры) или в узких зазорах. Вследствие перегрева стенок или опасности возникновения СВЧ-пробоя это приводит к быстрому уменьшению выходной мощности P указанных приборов по мере уменьшения длины волны излучения λ : в лучшем случае $P \propto \lambda^2$.

Совершенно другие возможности открылись при использовании в коротковолновых вакуумных приборах в качестве активной среды ансамблей электронов-осцилляторов [3]. Для реализации стимулированного (тормозного) излучения частиц в таких электронных мазерах и лазерах можно эффективно использовать быстрые собственные волны резонаторов и волноводов с гладкими стенками. Это возможно, в том числе, в высокоселективных открытых электродинамических системах большого объема при движении электронов вдали от стенок (и даже в открытом пространстве). После насыщенной идеями и изобретениями предыстории² (см. [3]) в конце 1950-х годов были предложены две разновидности электронных мазеров, активно развивающиеся вплоть до настоящего времени, — убитроны [4] и мазеры на циклотронном резонансе (МЦР) [3].

Убитроны (от англ. — Undulated Beam Interaction) представляют собой результат прямого развития идей Гинзбурга и Мотца в направлении получения стимулированного излучения от пучка электронов, движущихся в магнитостатическом ондуляторе и взаимодействующих с полем волновода или резонатора. В 1970-е годы убитроны скачком проникли в диапазон волн от 10 до 3 мкм [5, 6] и получили после этого более эффективное название — лазеры и мазеры на свободных электронах (ЛСЭ и МСЭ). Это был первый и пока единственный классический генератор когерентного электромагнитного излучения, столь глубоко вторгшийся в область квантовых приборов и способный в ряде случаев составить им конкуренцию (термины ЛСЭ и МСЭ используются далее для всех приборов, основанных на доплеровски преобразованном стимулированном излучении быстро перемещающихся электронов-осцилляторов).

Рассмотрим принцип действия ЛСЭ-убитрона (рис. 3) более подробно. В этом приборе электрон движется с поступательной скоростью $v_{||}$, меньшей фазовой скоро-

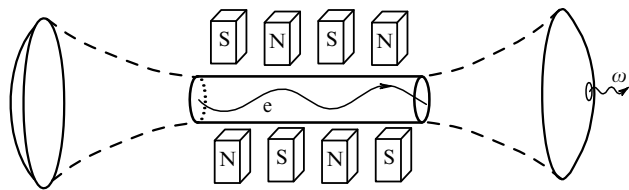


Рис. 3. Схема лазера на свободных электронах с ондулятором и открытым резонатором. Электроны группируются в продольном направлении (как в лампе бегущей волны) под действием комбинационной волны, образованной излучаемой волной и пространственно-периодическим полем ондулятора (магнитостатической волной).

сти волны, но его поперечные колебания под действием поля ондулятора происходят в фазе (в резонансе) с волной. Это означает близость фазы колебаний частицы в волне $\omega t - k_{||}z(t)$ к фазе колебаний в ондуляторном поле $\Omega_u t$, что и дает резонансное условие (1). Здесь $\Omega_u = 2\pi v_{||}/d$ — частота "столкновений" электрона с периодами поля. Электрическое поле волны совершает работу над колеблющимся электроном, а магнитное поле волны воздействует на его поперечное движение и создает резонансную продольную силу, которая группирует частицы подобно тому, как это происходит под действием продольного электрического поля замедленной волны в ЛБВ. Эта аналогия становится еще более явной, если представить соотношение (1) в эквивалентном виде условия синхронизма электрона с полем медленной комбинационной волны, образованной высокочастотной волной и полем ондулятора (магнитостатической волной с волновым числом $k_u = 2\pi/d$ и нулевой частотой):

$$\omega = (k_{||} + k_u) v_{||}. \quad (2)$$

В этом случае частота, волновое число и фазовая скорость комбинационной волны равны соответственно частоте высокочастотной волны ω , $k_{||} + k_u$ и $\omega/(k_{||} + k_u)$, а амплитуда пропорциональна произведению амплитуд высокочастотной и магнитостатической волн. Таким образом, согласно (2), в убитроне фазовая скорость комбинационной волны равна поступательной скорости частиц (точнее, должна быть близка к ней). Под воздействием волны часть электронов тормозится, а часть ускоряется в продольном направлении, причем этот процесс, приводящий к группировке частиц в компактные сгустки, как в обычных ЛБВ и клистронах, носит инерционный характер и может продолжаться даже в областях, где высокочастотное поле отсутствует. Этот подход и аналогия с ЛБВ легко распространяются также на движение и стимулированное излучение электронов в поле волны накачки с частотой ω_i и продольным волновым числом k_i , т.е. на процесс рассеяния волны (фотонов) на электронах:

$$\omega - \omega_i = (k_{||} + k_u) v_{||}. \quad (3)$$

Встречное рассеяние на ультрарелятивистском заряде представляет собой пример рассмотренного А. Эйнштейном отражения волны от быстро движущегося навстречу ей зеркала.

При относительно малом изменении энергий частиц их группировка под действием волны и энергообмен с нею в ЛСЭ описываются буквально теми же уравне-

¹ На автогруппировке основано также действие высокочастотных ускорителей заряженных частиц.

² Интересно, что первый электронный мазер (триод с положительной сеткой — генератор Баркгаузена–Курца) был реализован вскоре после введения А. Эйнштейном понятия о спонтанном и стимулированном излучении квантовых систем, т.е. задолго до начала "лазерной эры".

ниями, что и для ЛБВ. Так, для стационарного режима ЛСЭ-генератора с высокочастотным резонатором, в котором амплитуду волны можно считать постоянной, уравнения движения электронов пучка приводятся к виду [7]

$$\frac{dw}{d\zeta} = \kappa \operatorname{Re} a \exp(i\vartheta), \quad \frac{d\vartheta}{d\zeta} = \mu w + \delta, \quad (4)$$

совпадающему с видом уравнений для генераторного варианта ЛБВ. Здесь w , ϑ — относительное изменение энергии частицы и ее фаза относительно комбинационной волны, ζ — безразмерная координата, κ — коэффициент связи электрона с волной, пропорциональный поперечной скорости частицы, a — безразмерная амплитуда комбинационной волны, $\mu \approx \gamma_0^{-2}$ — параметр неизохронности колебаний частицы в волне, δ — безразмерная отстройка от точного синхронизма, описываемого соотношениями типа (1)–(3). Дифференцируя уравнение для фазы электрона ϑ по координате ζ и используя уравнение для энергии w , легко убедиться, что нелинейная система уравнений (4) эквивалентна уравнению математического маятника.

Обычно на вход генератора поступает стационарный электронный пучок, в котором частицы равномерно распределены по начальным фазам ϑ_0 от 0 до 2π . При пренебрежимо малом разбросе энергий частиц этому соответствуют начальные условия

$$w(0) = 0, \quad \vartheta(0) = \vartheta_0. \quad (5)$$

Интегрируя систему уравнений (4) с граничными условиями (5) при малой амплитуде a с точностью до членов второго порядка и усредняя результат по начальным фазам частиц, получаем для к.п.д. энергообмена между пучком электронов-осцилляторов и волной в приближении малого сигнала (small signal)

$$\eta_{s.s.} = (\kappa a)^2 \mu \xi^3 \varphi(\psi), \quad (6)$$

где $\varphi(\psi) = (1 - \cos \psi)/2\psi^2$ — функция, пропорциональная интенсивности спектра высокочастотной силы (в данном случае — "оборванной синусоиды"), действующей на электрон при его пролете через резонатор, $\psi = \delta\xi$ — угол пролета частицы относительно волны, ξ — безразмерная длина пространства взаимодействия. Согласно (6), электроны отдают свою энергию волне в основной зоне углов пролета $-2\pi < \psi < 0$, где скорость частиц превышает фазовую скорость комбинационной волны и функция $\varphi(\psi)$ положительна.

Асимптотические нелинейные уравнения (4), а также их обобщение для случая изменяющейся амплитуды высокочастотной волны справедливы для всех разновидностей ЛСЭ и других приборов, основанных на различных механизмах инерционной группировки частиц (см. [8]). Возможность общего подхода на основе универсальных уравнений существенно упрощает сравнение между собой различных типов приборов.

Для приложений важен вопрос о к.п.д., достижимом в ЛСЭ. В приближении малого изменения энергий частиц, к.п.д. находится интегрированием уравнений (5) в режиме относительно большого сигнала. Ограничимся здесь простыми оценками, которые можно сделать из самих уравнений, либо из соответствующей им фазовой

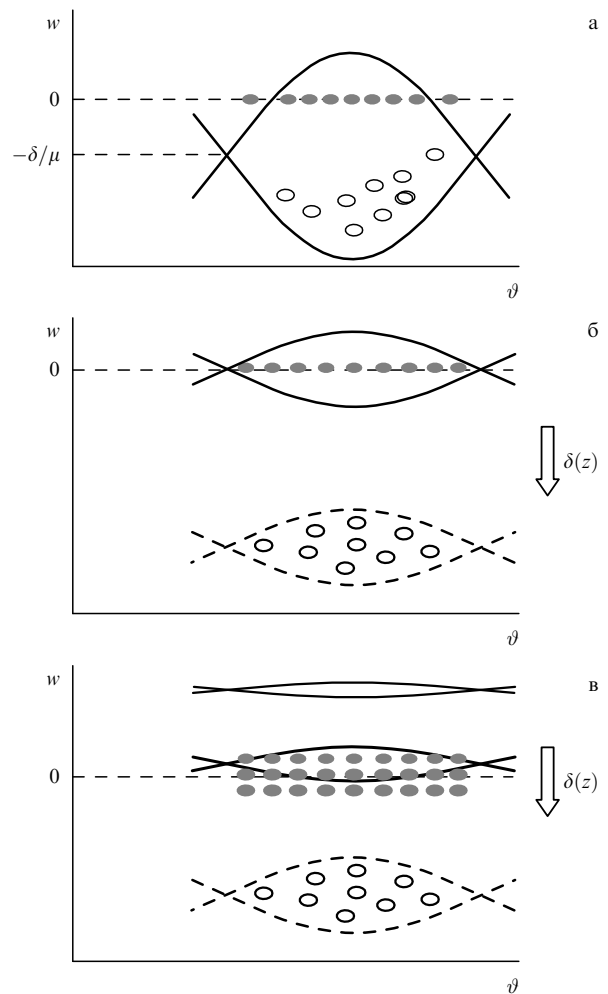


Рис. 4. Сравнение лазеров на свободных электронах с постоянными и изменяющимися вдоль длины параметрами ондуляторов на фазовой плоскости "относительное изменение энергии — фаза электрона". При постоянных параметрах (а) частицы собираются в сгусток, который опускается на дно "бакета", образованного волной со сравнительно небольшой амплитудой, и отдает ей малую часть энергии (традиционный режим инерционной группировки частиц с малым к.п.д.). При медленно изменяющихся параметрах (б, в) частицы захватываются в "бакет" и адиабатически тормозятся вместе с ним, отдавая волне значительную часть энергии (режим захвата с высоким к.п.д.). При большом токе электронного пучка и быстром усилении волны при входе частиц в резонанс с волной (рис. в) раздувающийся "бакет" способен захватить разные фракции пучка с большим разбросом скоростей.

плоскости (рис. 4), либо прямо из условий выхода частиц из резонанса с волной (1). Все эти методы дают следующие оценки для к.п.д. энергообмена между электронами и фиксированной волной, а также для допустимого начального разброса частиц по энергиям:

$$\eta \sim \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \sim \frac{1}{2N}, \quad (7)$$

где N — число колебаний частиц в ондуляторе. Аналогичные оценки получаем для полосы генерируемых в ЛСЭ частот и оптимальной отстройки от резонанса:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim \delta \sim \frac{1}{2N}. \quad (8)$$

При слишком больших N требования к разбросу становятся очень жесткими, а при малых N для возбуждения резонатора необходимы очень большие токи. Поэтому во всех ЛСЭ длина взаимодействия и число колебаний частиц достаточно велики, а к.п.д. в простейшей схеме довольно мал.

Существует, однако, несколько методов радикально-го повышения к.п.д. вплоть до весьма высоких значений в несколько десятков процентов, достигнутых и в эксперименте. Основная идея такого повышения [9] получена обращением принципа работы высокочастотных ускорителей; кроме того, она высказывалась также и в работах по ЛБВ [10]. В отличие от описанного выше метода с "обычным" режимом инерционной группировки частиц, в котором насыщение происходит при выходе электронных сгустков из синхронизма с волной (рис. 4а), в этом методе значительная часть электронов захватывается в потенциальную яму, сформированную волной, — "бакет", образованный сепаратрисами (рис. 4б), а затем вследствие профилирования параметров ЛСЭ вдоль длины системы частицы остаются в синхронизме с волной и плавно тормозятся вместе с "бакетом". В развитие этого приема предложен также метод "раздувающегося бакета" [11] (рис. 4в), позволяющий, согласно расчетам, использовать пучок с большим разбросом параметров и получать большие полосы усиления.

В ЛСЭ были реализованы новые для вакуумной электроники и очень интересные режимы. Так, уже в первом инфракрасном генераторе [5] использовалась синхронизация продольных мод резонатора за счет периодической инжекции свежих электронных сгустков в такт с обращением короткого электромагнитного импульса ("ломтика" электромагнитного поля, образованного большим числом мод) по резонатору. В [12] была предложена и позднее реализована разновидность ЛСЭ в виде так называемого оптического клистрона, в котором модуляция частиц по энергиям и отбор энергии от сгустков происходят в коротких ондуляторных секциях, а для ускорения группировки в промежутке между этими секциями используется участок поперечного магнитного поля. В ряде ЛСЭ используются высокоселективные электродинамические системы большого объема, позволяющие возбуждать на высоком уровне мощности одну моду и вместе с тем использовать одно из главных достоинств ЛСЭ — возможность чрезвычайно широкой перестройки частоты излучения.

К настоящему времени реализовано большое число ЛСЭ различных типов — от миллиметрового диапазона до диапазона вакуумного ультрафиолета (см. [13]), ряд которых успешно работает в течение многих лет и позволяет проводить разнообразные научные исследования. В России недавно создан мощный терагерцевый ЛСЭ [14]. В 1980-е годы ЛСЭ рассматривались в качестве важных элементов так называемой стратегической оборонной инициативы. Сегодня наиболее амбициозные проекты направлены на получение когерентного рентгеновского излучения (см., например, [15]), среди декларируемых фантастических возможностей которого, в частности, — съемка с атомным разрешением протекания химических реакций, поведения материалов и биомолекул. Ввиду отсутствия достаточно мощных источников входного сигнала для рентгеновских ЛСЭ планируется использовать самообуждающееся по частоте усиление собственных шумов электронного пучка —

режим SASE (Self Amplification of Spontaneous Emission), продемонстрированный в длинноволновых диапазонах. Для получения излучения в рентгеновском диапазоне требуются энергии электронов в несколько гигаэлектронвольт. Формирование подобных пучков с килоамперными импульсными токами происходит в линейных ускорителях протяженностью несколько километров, а раскачка частиц должна осуществляться в ондуляторах длиной в несколько сотен метров.

Следует иметь в виду, что в простейшем ондуляторе (рис. 2в) поле экспоненциально спадает при удалении от магнитов. Чтобы ослабить этот эффект, используют две параллельные системы магнитов, находящиеся на небольшом расстоянии друг от друга (рис. 3), либо спиральные токовые ондуляторы с бифилярной намоткой, либо более сложные системы. Удастся изготовлять ондуляторы с периодами до нескольких миллиметров и даже короче, но на практике редко применяются ондуляторы с периодом менее нескольких сантиметров и соответственно уже для получения генерации в коротковолновой части миллиметрового диапазона используются пучки с энергией частиц более 1 МэВ. Ондуляторы в виде волны накачки позволяют создавать поперечно однородные поля с малым периодом, но для получения достаточно большой амплитуды колебаний частиц требуются очень высокие мощности накачки. Для генерации в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах значительно проще получать малые периоды криволинейного движения частиц, используя для накачки однородное магнитное поле и в качестве механизма излучения — стимулированное циклотронное излучение электронных пучков. Подобная доплеровская разновидность МЦР носит название мазера на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [8, 16].

Эффект циклотронного авторезонанса [17, 18] заключается в том, что для электрона, движущегося в однородном магнитном поле и поле волны, распространяющейся в вакууме вдоль магнитного поля, условие точного резонанса (1), будучи выполненным в начальный момент, поддерживается автоматически. Действительно, в каждом элементарном акте взаимодействия с волной энергия и поступательный импульс электрона изменяются на фиксированные величины $\hbar\omega$ и $\hbar\omega/c$. Поэтому для конечных изменений этих величин получаем $\Delta E/\Delta p_{\parallel} = c$. Отсюда следует сохранение левой части соотношения

$$\gamma(1 - \beta_{\parallel})\omega = \Omega'_B, \quad (9)$$

эквивалентного условию (1), и возможность неограниченного (при постоянной амплитуде волны) ускорения электрона. В таких условиях, однако, неизохронность, обусловленная релятивистской зависимостью циклотронной частоты от энергии частицы (неэквидистантностью энергетических уровней Ландау в квантовой интерпретации) и приводящая к ее азимутальному смещению на ларморовской окружности, строго компенсируется неизохронностью продольных колебаний частицы под действием магнитного поля волны (отдачей при излучении фотона) [19]. Поэтому ансамбль электронов ведет себя как совокупность линейных осцилляторов. Соответственно, стимулированное поглощение в нем преобладает над излучением.

Для преобладания излучения надо слегка нарушить указанную компенсацию [16], используя быструю волну,

в поле которой параметр неизохронности колебаний частиц $\mu = (c^2 k_{\parallel}^2 / \omega^2) - 1$, учитывающий оба механизма, отличен от нуля. При этом отклонение от резонанса может быть небольшим даже при значительных изменениях циклотронной частоты и поступательной скорости частицы, что позволяет получить высокий к.п.д. даже при большой длине и без профилирования параметров системы [20]. Это возможно, однако, только при очень малом начальном разбросе скоростей частиц и высокой селективности электродинамической системы. Обе эти задачи являются довольно сложными, если учесть, что в МЦР параметр неизохронности сильно зависит от фазовой скорости собственной волны электродинамической системы. Среди таких волн практически неизбежно наличие "паразитных" волн, распространяющихся почти поперек магнитного поля и имеющих соответственно большие фазовые скорости в направлении движения частиц. Однако работа именно на этих волнах чрезвычайно привлекательна, и они очень эффективно используются в другой, намного более распространенной и очень эффективной разновидности МЦР — гиротроне [3, 21].

В гиротроне (рис. 5) продольный эффект Доплера практически отсутствует, что лишает этот прибор преобразования частоты колебаний, но зато обеспечивает важнейшее его достоинство — малую критичность к скоростному разбросу частиц, которое в большинстве случаев с лихвой перевешивает указанный недостаток. Даже при малой энергии частиц действие гиротрона целиком основано на обсуждавшемся выше релятивистском эффекте — неизохронности циклотронного вращения электронов. Благодаря неизохронности под действием "затравочного" сигнала частицы собираются в компактные сгустки на ларморовских окружностях, а затем сгустки отдают свою вращательную энергию волне. Эффективность этих процессов может быть столь высокой, что к.п.д. современных гиротронов достигает 50 %.

В качестве электродинамических систем гиротронов обычно используются селективные резонаторы в виде отрезков слабонерегулярных цилиндрических волноводов (см. рис. 5), где самыми добротными являются

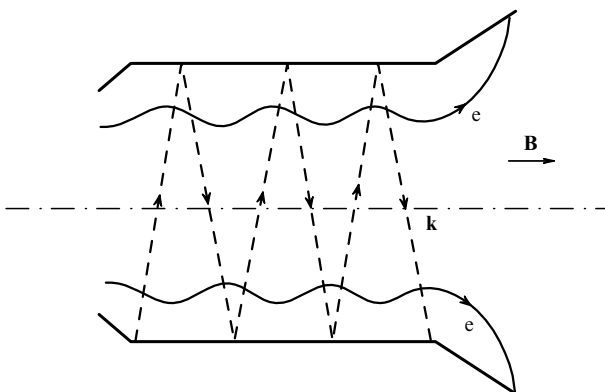


Рис. 5. Схема гиротрона с открытым резонатором в виде участка слабонерегулярного цилиндрического волновода и трубчатый электронным пучком. Парциальные волны, образующие поле рабочей моды, распространяются почти поперек магнитного поля, что приводит к малой доплеровской поправке к частоте и очень слабой чувствительности к разбросу скоростей частиц. Под действием волн электроны группируются в азимутальные сгустки благодаря релятивистской неизохронности циклотронного вращения.

колебания с одной продольной вариацией, частоты которых наиболее близки к критическим частотам волновода. Таким модам соответствуют наименьшие значения продольного волнового числа и доплеровской поправки к частоте, и поэтому они наименее критичны к разбросу электронов по скоростям. Для обеспечения оптимальной величины силы, действующей на частицы, а также снижения опасности высокочастотного пробоя на стенках и уменьшения их нагрева в мощных гиротронах используются резонаторы с диаметрами, во много раз превышающими рабочую длину волны, и рабочие моды со сложной поперечной структурой. Вызывает восхищение тот факт, что, используя резонанс в магнитном поле с высокой степенью однородности и инжектируя электронный пучок в область большого эффективного поля моды, удается возбудить такие моды с малой примесью нежелательных волн.

Гиротроны широко применяются для нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза, обеспечивая на частотах 30–170 ГГц огромную мощность, порядка 1 МВт, в квазинепрерывном режиме генерации. Кроме того, гиротроны-генераторы и усилители меньшей мощности используются в диапазоне 5–300 ГГц для технологических применений, а также для радиолокации, спектроскопии и диагностики различных сред. Недавно в макетах импульсных гиротронов получена частота генерации 1 ТГц. Для получения такой частоты требуется трудно достижимое магнитное поле: 36 Тл при работе на основном циклотронном резонансе. В последнее время интенсифицируются попытки получения генерации на высоких гармониках, требующей более низких магнитных полей.

Возвращаясь к началу, констатируем, что диапазоны миллиметровых и, в значительной степени, субмиллиметровых волн освоены к настоящему времени электронными приборами, основанными на разных принципах. При этом в соответствии с предсказаниями [1] в этих диапазонах очень велика роль приборов, использующих излучение электронов-осцилляторов. Правда, наиболее эффективным оказалось не рассматривавшееся непосредственно в [1] излучение заранее приготовленных электронных сгустков, а стимулированное излучение предварительно несфазированных частиц, возникающее в результате их автогруппировки. Приборы, основанные на стимулированном излучении электронов-осцилляторов, уже обеспечивают высокую мощность когерентного излучения не только в указанных диапазонах, но и вплоть до вакуумного ультрафиолета и, возможно, в скором времени позволят получить когерентное рентгеновское излучение. Анализ элементарных механизмов излучения "свободных" электронов и новые идеи, выдвинутые в [1], повлияли на развитие всей высокочастотной электроники.

Список литературы

1. Гинзбург В Л *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **11** 165 (1947)
2. Motz H J. *Appl. Phys.* **22** 527 (1951)
3. Гапонов А В, Петелин М И, Юлпатов В К *Изв. вузов. Радиофизика* **10** 1414 (1967)
4. Phillips R M *IRE Trans. Electron Devices* **ED-7** 231 (1960)
5. Elias L R et al. *Phys. Rev. Lett.* **36** 717 (1976)
6. Deacon D A G et al. *Phys. Rev. Lett.* **38** 892 (1977)
7. Colson W B *Phys. Lett. A* **59** 187 (1976)
8. Bratman V L, Ginzburg N S, Petelin M I *Opt. Commun.* **30** 409 (1979)

9. Kroll N, Morton P, Rosenbluth M, in *Free-electron Generators of Coherent Radiation* (Physics of Quantum Electronics) Vol. 7, Eds S F Jacobs et al.) (Reading, Mass.: Addison-Wesley Publ. Co., 1980) p. 89
10. Белявский Е Д *Радиотехника и электроника* **16** 208 (1971)
11. Savilov A V *Phys. Rev. E* **64** 066501 (2001)
12. Винокуров Н А, Скринский А Н, Препринт № 77-59 (Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1977)
13. Colson W B, Williams B W, in *FEL 2004: Proc. of the 26th Intern. Free Electron Laser Conf. and 11th FEL User Workshop, Aug. 29–Sept. 3, 2004, Trieste, Italy* (Eds R Bakker et al.) (Trieste: Comitato Conf. Elettra, 2005) p. 706
14. Bolotin V P et al., in *FEL 2004: Proc. of the 26th Intern. Free Electron Laser Conf. and 11th FEL User Workshop, Aug. 29–Sept. 3, 2004, Trieste, Italy* (Eds R Bakker et al.) (Trieste: Comitato Conf. Elettra, 2005) p. 226
15. Schwarz D S, in *FEL 2004: Proc. of the 26th Intern. Free Electron Laser Conf. and 11th FEL User Workshop, Aug. 29–Sept. 3, 2004, Trieste, Italy* (Eds R Bakker et al.) (Trieste: Comitato Conf. Elettra, 2005) p. 85
16. Петелин М И *Изв. вузов. Радиофизика* **17** 902 (1974)
17. Коломенский А А, Лебедев А Н *ДАН СССР* **145** 1259 (1962)
18. Давыдовский В Я *ЖЭТФ* **43** 886 (1962)
19. Гапонов А В *ЖЭТФ* **39** 326 (1960)
20. Vratman V L et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3102 (1995)
21. *Гиротрон*. Сб. статей (Под ред. А В Гапонова-Грехова) (Горький: ИПФ АН СССР, 1981)

PACS numbers: **96.50.S–**, 98.70.Sa

Космические ускорители для частиц сверхвысоких энергий

Е.В. Деришев, В.В. Кочаровский,
Вл.В. Кочаровский

1. Введение

В.Л. Гинзбург внес значительный вклад в решение проблемы происхождения космических лучей, в частности, проанализировав синхротронное излучение входящих в их состав высокоэнергичных электронов, развив представление о гало космических лучей в Галактике и исследовав целый ряд других вопросов (см. его обзор [1] и работы его учеников, например [2, 3]). Интересных вопросов здесь остается еще немало, однако по-прежнему, согласно [1], "важнейшей нерешенной проблемой в области астрофизики космических лучей является происхождение частиц со сверхвысокой энергией". Именно эта проблема обсуждается в данном докладе, основанном на опубликованных ранее работах [4–6].

В составе космических лучей преобладают положительно заряженные ионы, в основном — протоны, а функция распределения частиц по энергиям dN/dE с хорошей точностью описывается степенной зависимостью с изломом ("коленом"): $dN/dE \propto E^{-2.7}$ при энергиях меньших $\approx 3 \times 10^{15}$ эВ и $dN/dE \propto E^{-3}$ при больших энергиях (см., например, обзор [7]). Свойства космических лучей с энергией вплоть до 10^{17} эВ, имеющих галактическое происхождение и обусловленных в основном вспышками сверхновых, рассмотрены, например, в [3] и ниже не затрагиваются.

Вопрос о максимальной энергии космических лучей остается открытым. К настоящему времени зарегистрированы частицы с энергией вплоть до 10^{20} эВ. Наблюдение при еще больших энергиях сталкивается со значи-

тельными трудностями, поскольку величина ожидаемого потока меньше одной частицы на квадратный километр за столетие. Неизвестны и источники таких частиц, хотя можно считать установленным внегалактическое происхождение космических лучей со сверхвысокой энергией ($\geq 10^{18}$ эВ). В пользу этого вывода свидетельствуют два обстоятельства. Во-первых, протоны с энергией, превышающей 10^{18} эВ, и тяжелые ионы с энергией $\geq 2 \times 10^{19}$ эВ слабо отклоняются в магнитном поле нашей Галактики, так что их генерация в галактических источниках означала бы увеличение потока в направлении на ядро Галактики и/или в плоскости ее диска, тогда как наблюдаемый поток космических лучей практически изотропен. Во-вторых, в последние годы получено свидетельство завала в спектре космических лучей при энергиях, превышающих 5×10^{19} эВ [8], что согласуется с предсказаниями Кузьмина и Зацепина [9] и Грейзена [10]. Указанный ими эффект состоит в том, что протоны с энергией $\geq 5 \times 10^{19}$ эВ быстро (в космологическом масштабе времени) теряют ее из-за взаимодействия с фотонами реликтового излучения и доходят до нас лишь с расстояния ≤ 50 Мпк. Это приводит к сильному уменьшению наблюдаемого потока частиц с энергией порядка 10^{20} эВ, если они создаются в основном удаленными источниками.

Мы будем исходить из естественной гипотезы о том, что происхождение космических лучей сверхвысокой энергии связано с ускорением ионов в электромагнитных полях астрофизических объектов. Альтернативная гипотеза (называемая в англоязычной литературе "top-down") требует привлечения пока еще неизвестных физических явлений и утверждает, что источником космических лучей служит распад сверхтяжелых частиц темного вещества [11]; при этом образуются наиболее высокоэнергичные космические лучи, которые впоследствии теряют энергию и формируют наблюдаемое распределение.

Факт существования в космосе частиц с энергией порядка 10^{20} эВ не должен удивлять. Космическая плазма далека от термодинамического равновесия, а отвечающая ее крупномасштабным движениям эффективная температура на несколько десятков порядков превосходит энергию частиц космических лучей. Можно ожидать, что часть ионов будет ускоряться до очень больших энергий в результате многократных столкновений с движущимися облаками космической плазмы. Такой механизм был предложен Э. Ферми [12]. Зная время жизни космических лучей в нашей Галактике, можно подсчитать требуемую мощность источников. Она оказывается того же порядка, что и усредненная по времени мощность взрывов сверхновых звезд, которые являются главной движущей силой турбулентности в межзвездной среде. Это обстоятельство привело к появлению гипотезы о том, что взрывы сверхновых являются основным источником космических лучей [13]. После открытия механизма диффузионного ускорения частиц на фронте ударной волны [14, 15] и появления многочисленных детальных расчетов (например [16]) стало ясно, что космические лучи возникают в начальный период существования остатка сверхновой, пока образовавшаяся при ее взрыве ударная волна остается сильной. Такая картина получила экспериментальное подтверждение (см., например, [17]): зарегистрировано жесткое гамма-излучение от остатков сверхновых, обусловленное

неупругими столкновениями ускоряемых ими космических лучей с частицами межзвездной среды.

Ударные волны в остатках сверхновых способны ускорять протоны до энергии, приблизительно соответствующей колену в спектре космических лучей, а ядра тяжелых элементов с зарядом $q = Ze$ — до энергии в Z раз большей, достигающей $\sim 10^{17}$ эВ для железа. Дальнейшему ускорению препятствует ограниченный размер остатка и величина магнитного поля в нем: высокоэнергичные ионы не удерживаются магнитным полем и покидают ударную волну. Для объяснения происхождения космических лучей сверхвысокой энергии необходимы объекты большего размера или с более сильными электромагнитными полями. Однако привлечение таких объектов вызывает трудности, которые можно разделить на две группы.

Во-первых, это взаимоисключающие требования к электромагнитным полям в интересующих нас объектах. С одной стороны, они должны быть достаточно сильными, чтобы обеспечить ускорение до нужной энергии за то время, пока частицы удерживаются внутри ускорителя, а с другой стороны — достаточно слабыми, чтобы не вызвать излишних потерь энергии на излучение. Как будет показано в разделе 2, одновременное выполнение указанных требований существенно ограничивает минимальный размер ускорителя и диктует минимальную энергию, запасенную в его поле. Во-вторых, механизм ускорения должен быть достаточно эффективным: ввиду ограниченной мощности подходящих астрофизических объектов они должны отдавать значительную ее долю в виде космических лучей сверхвысокой энергии. Этому требованию удовлетворяет конверсионный механизм ускорения, являющийся механизмом типа Ферми, который рассматривается в разделе 3. В разделе 4 обсуждаются некоторые особенности набора энергии и излучения для частиц, ускоряемых этим механизмом в релятивистских течениях плазмы.

2. Минимальные требования к космическим ускорителям

Для того чтобы астрофизический объект стал источником космических лучей сверхвысокой энергии, недостаточно одного лишь наличия механизма ускорения ионов и выполнения условий его реализации. Необходимо также, чтобы мощность ускорения превышала суммарный темп потерь энергии частицы. Большое число процессов, приводящих к потере энергии высокоэнергичными ионами, можно исключить или довести до приемлемо низкого уровня подходящим выбором астрофизического объекта — источника космических лучей. Принципиально неустраиваемыми являются только потери, связанные с самим ускоряющим электромагнитным полем. Именно они обуславливают существование фундаментальных ограничений на параметры космических ускорителей.

Рассмотрим область ускорения частиц, имеющую размер R . Естественно предположить, что в космосе не существует ничего подобного линейным ускорителям, так что радиус кривизны силовых линий электрического и магнитного полей меньше или порядка R .

Траектория ускоряемой частицы зависит от темпа потерь энергии. Большой темп радиационных потерь приводит к быстрому уменьшению поперечной к направ-

лению поля компоненты импульса частицы и вынуждает ее двигаться вдоль силовой линии. В случае медленных потерь геометрия поля слабо влияет на траекторию частицы, которая образует с силовыми линиями угол $\sim 45^\circ$.

Частица ускоряется до предельной энергии, определяемой наименьшим из двух значений: либо величиной работы ускоряющей силы за время, в течение которого частица удерживается в ускорителе, либо значением энергии, при котором темп радиационных потерь $\dot{\epsilon}_{\text{rad}}$ становится сравнимым с темпом ускорения. Баланс ускорения и потерь достигается при

$$\dot{\epsilon}_{\text{rad}} = \frac{2}{3} \gamma^4 \frac{q^2}{R^2} c = \eta q B c \quad (1)$$

в случае преобладания изгибного излучения [2] (в предположении, что частица движется по дуге радиуса R) или при

$$\dot{\epsilon}_{\text{rad}} = \frac{2}{3} \gamma^2 \left(\frac{q^2}{mc^2} \right)^2 c (B_\perp^2 + E_\perp^2) = \eta q B c \quad (2)$$

в случае преобладания синхротронного или тормозного излучения. Здесь γ — лоренц-фактор частицы, m — ее масса, B_\perp и E_\perp — среднеквадратичные значения компонент поля, перпендикулярных импульсу частицы, η — безразмерный темп ускорения, т.е. отношение среднего ускоряющего электрического поля E_{eff} к магнитному.

Сравнение уравнений (1) и (2) показывает, что изгибное излучение приводит к меньшей (а значит, более благоприятной для ускорения) величине радиационных потерь, если энергия частицы $\epsilon = \gamma mc^2$ удовлетворяет условию

$$\epsilon < q R \sqrt{B_\perp^2 + E_\perp^2}. \quad (3)$$

Нарушение условия (3) невозможно, поскольку так или иначе приводит к противоречию. При этом или гирорадиус частицы $r_H = \epsilon / (q B_\perp)$ оказывается формально больше R , так что она не удерживается внутри ускорителя, а ускорение прекращается в момент убегания частицы при $\epsilon \leq q R B_\perp$, или же (если $B_\perp \ll E_\perp$) частица не удерживается с самого начала, так что набор энергии ограничен величиной разности потенциалов на краях области ускорения, т.е. $\epsilon \leq q R E_{\text{eff}} = \eta q R B$. В дальнейшем мы пренебрегаем множителем ~ 1 , предполагая $B = B_\perp$ и $E = E_\perp = E_{\text{eff}} = \eta B$.

Таким образом, абсолютный верхний предел энергии частиц определяется либо условием баланса ускорения и потерь (1):

$$\epsilon_{\text{max}}^4 = \frac{3 \eta B R^2}{2 q} (mc^2)^4, \quad (4)$$

либо условием (3), а именно — наименьшим из этих двух значений.

Полная энергия электромагнитного поля в сферическом объеме радиусом R для ускорителя, способного генерировать космические лучи с энергией ϵ_{max} , составляет $W = R^3 (B^2 + E^2) / 6$, что дает

$$W > \frac{2}{27} \frac{q^2}{R} \left(\frac{\epsilon_{\text{max}}}{mc^2} \right)^8 \frac{1 + \eta^2}{\eta^2} \quad (5)$$

для уравнения (4) и

$$W > \frac{R}{6} \left(\frac{\varepsilon_{\max}}{q} \right)^2 \quad (6)$$

для (3).

Минимизировать требования к энергии поля в ускорителе можно, увеличивая R в соотношении (5) и уменьшая его в соотношении (6). Отсюда следует существование оптимального размера

$$R^{(\text{opt})} \approx \frac{2}{3} \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \frac{q^2 \varepsilon_{\max}^3}{(mc^2)^4}, \quad (7)$$

которому соответствует минимально возможное энерго-содержание ускорителя

$$W^{(\text{opt})} \approx \frac{1}{9} \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \frac{\varepsilon_{\max}^5}{(mc^2)^4} \quad (8)$$

и оптимальная величина магнитного поля

$$B^{(\text{opt})} \approx \frac{3}{2} \frac{\eta}{1+\eta^2} \frac{(mc^2)^4}{q^3 \varepsilon_{\max}^2}, \quad (9)$$

причем $E^{(\text{opt})} = \eta B^{(\text{opt})}$. Энергетические требования, задаваемые соотношениями (5) и (6), представлены на рис. 1. Там же отмечены области параметров, характерные для нейтронных звезд, вращающихся черных дыр с около-эддингтоновским темпом аккреции, скоплений галактик и тех областей джетов в активных галактических ядрах, где скорость движения выбросов уже нерелятивистская. На рисунке показаны такие области двух типов: "горячие пятна" (hot spots), т.е. яркие образования субкилопарсековых размеров, находящиеся на расстоянии от нескольких единиц до нескольких десятков килопарсек от ядра, и "радиолопасти" (radio lobes) — области размером в несколько сотен килопарсек, заполненные релятивистской плазмой и сформированные ударной волной, разграничивающей вещество джета и межгалактическую среду.

Оценим значения оптимальных параметров для источника протонов с энергией $\varepsilon_{\max} = 10^{20}$ эВ. Полная энергия электромагнитного поля в ускорителе должна быть не менее $W^{(\text{opt})} \approx 3 \times 10^{51}$ эрг, оптимальный размер $R^{(\text{opt})}$ имеет порядок 10^{17} см, а оптимальная величина

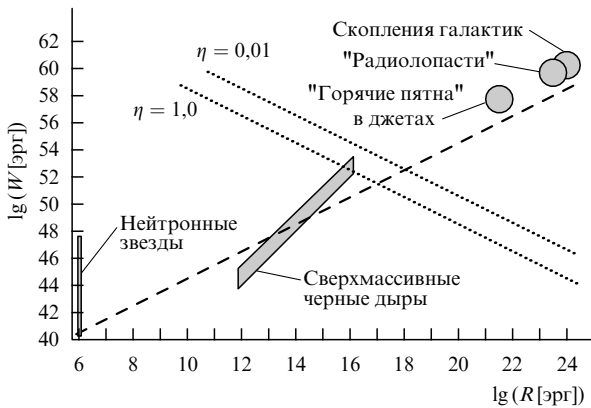


Рис. 1. Минимальные требования к энергосодержанию источника протонов с энергией 10^{20} эВ для эффективности ускорения $\eta = 1$ и $\eta = 10^{-2}$ — выражения (5) (пунктирные линии) и (6) (штриховая линия) как функции размера области ускорения.

магнитного поля составляет ~ 3 Гс. Для этих оценок мы предположили $\eta = 1$, чтобы максимально ослабить требования к энергии поля в ускорителе. Еще большее значение η (электрическое поле сильнее магнитного) не приводит к значительному уменьшению $W^{(\text{opt})}$.

Разумеется, полученные результаты остаются справедливыми и для ускорителя, который движется как целое с лоренц-фактором $\Gamma \gg 1$; при этом все величины измеряются в сопровождающей системе отсчета. Удобнее, однако, преобразовать уравнения (7)–(9) таким образом, чтобы $W^{(\text{opt})}$ и ε_{\max} измерялись в неподвижной системе отсчета, а $R^{(\text{opt})}$, $B^{(\text{opt})}$ и $E^{(\text{opt})}$ — в сопровождающей. Подставляя $\varepsilon_{\max} = \Gamma \varepsilon'_{\max}$, получим

$$W'_{\text{rel}}^{(\text{opt})} = \frac{W^{(\text{opt})}}{\Gamma^4}, \quad (10)$$

$$R'_{\text{rel}}^{(\text{opt})} = \frac{R^{(\text{opt})}}{\Gamma^3}, \quad (11)$$

$$B'_{\text{rel}}^{(\text{opt})} = \Gamma^2 B^{(\text{opt})}, \quad (12)$$

где штрихом помечены величины, измеряемые в сопровождающей системе.

Энергетические требования, представленные уравнениями (10)–(12), показаны на рис. 2. Отмечены области параметров, характерных для плазменных течений в гамма-всплесках ($\Gamma \sim 300$) и внутренних, релятивистских ($\Gamma \sim 10$) областей джетов в активных ядрах галактик. Очевидно, что ускорение космических лучей сверхвысокой энергии в ультрарелятивистских потоках имеет преимущество, заключающееся в переводе оптимального размера в более "комфортный" диапазон, что особенно важно для короткоживущих источников, например гамма-всплесков.

3. Конверсионный механизм ускорения

Наиболее универсальным поставщиком высокоэнергичных частиц является механизм Ферми, а источником ускорения являются крупномасштабные перепады

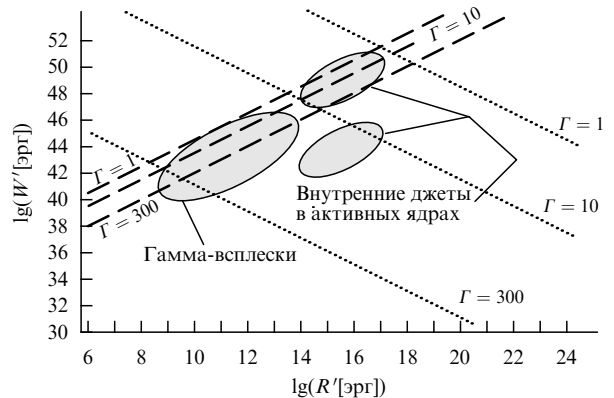


Рис. 2. Минимальные требования к энергосодержанию источника протонов с энергией 10^{20} эВ как функции размера ускоряющей области в сопровождающей системе отсчета $R' = R/\Gamma$. Выражение (5), которое масштабируется как Γ^{-7} , представлено пунктирными линиями для покоящегося ускорителя и для лоренц-факторов $\Gamma = 10$ и $\Gamma = 300$ ($\eta = 1$). Выражение (6) представлено штриховыми линиями (масштабируется как Γ^{-1}). Для внутренних джетов в активных ядрах галактик верхняя зона соответствует адронным моделям жесткого гамма-излучения, а нижняя — лептонным.

гидродинамической скорости плазмы. В частности, давно известно об ускорении в сдвиговых течениях и бесстолкновительных ударных волнах [1, 3, 10]. Как показано в разделе 2, в ультрарелятивистских течениях проще обеспечить ускорение ионов до сверхвысоких энергий.

Обычно, говоря о механизме Ферми, имеют в виду так называемое стохастическое ускорение. Для того чтобы оценить пригодность такого механизма для генерации космических лучей сверхвысокой энергии, напомним его схему на примере ударной волны. В бесстолкновительной плазме частицы взаимодействуют друг с другом посредством магнитного поля, создаваемого текущими в плазме токами. Магнитное поле заморожено в плазму по обе стороны от фронта ударной волны, где гидродинамическая скорость плазмы испытывает скачок; таким образом, для частицы с достаточно большой длиной свободного пробега (что означает — с достаточно большим импульсом) прохождение через фронт подобно столкновению с движущейся стенкой. В зависимости от направления своего движения частицы могут как приобретать, так и терять энергию, однако в среднем энергия возрастает. Такое ускорение аналогично нагреву газа в сосуде со сближающимися стенками с той лишь разницей, что отсутствует вторая стенка, которая отражала бы частицы обратно к фронту ударной волны. Продолжительное ускорение и значительное приращение энергии возможны только для тех частиц, которые могут многократно пересекать фронт ударной волны в обратном направлении, обгоняя его за счет диффузионного движения в неоднородном магнитном поле.

Среднестатистический темп ускорения частиц в нерелятивистской ударной волне увеличивается пропорционально квадрату ее скорости. Чем выше скорость, тем больше максимальная энергия ускоренных частиц. Однако в релятивистской ударной волне, скорость которой близка к скорости света, рассмотренный механизм ускорения оказывается неэффективным. Причин этому две. Во-первых, гидродинамическая скорость течения за фронтом релятивистской ударной волны равна одной трети скорости света, так что регулярный снос частиц преобладает над их диффузионным смещением и они практически не имеют шансов вернуться к фронту и продолжить свое участие в процессе ускорения. Во-вторых, при сжатии плазмы в ударной волне увеличивается параллельная фронту компонента замороженного магнитного поля, тогда как перпендикулярная компонента остается неизменной. В результате дрейфовая скорость частиц, связанная с неоднородностью магнитного поля, оказывается направленной приблизительно параллельно фронту, а частицы движутся по циклоидам, не пересекаям его. Указанные теоретические соображения подтверждаются результатами численного моделирования [18, 19].

Тем не менее эффективное ускорение частиц в релятивистских ударных волнах и сдвиговых течениях все же возможно [5]. Парадоксально, но главную роль здесь играет взаимодействие ускоряемых частиц с фотонными полями в ускорителях, которое обычно рассматривается лишь как помеха, дополнительный канал потери энергии. Дело в том, что при определенных условиях столкновения с фотонами можно рассматривать как механизм случайного "выключения" и "включения" электри-

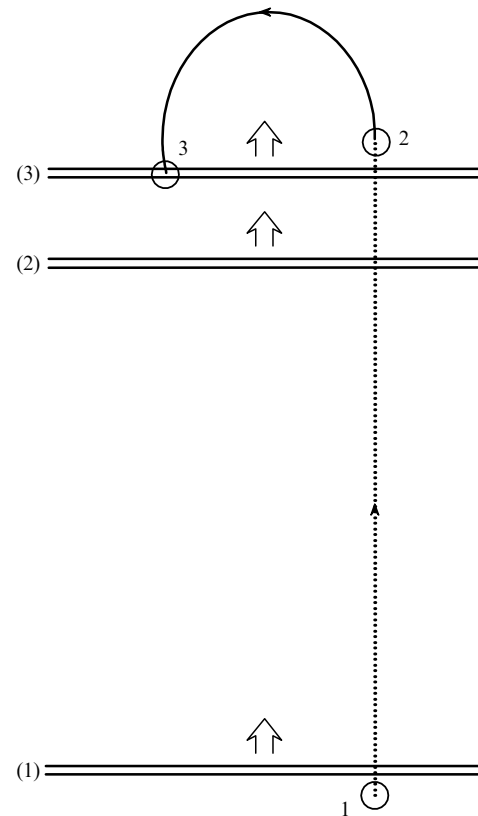


Рис. 3. В конверсионном механизме ускорения частица покидает ударную волну, будучи нейтральной (момент времени 1), и движется прямолинейно до момента превращения в заряженную (момент 2). За это время частица обгоняет фронт ударной волны на некоторое расстояние, так что у нее появляется достаточный запас времени, чтобы развернуться в магнитном поле прежде, чем она будет подхвачена ударной волной (момент 3). Положения частицы и фронта ударной волны в соответствующие моменты времени отмечены цифрами 1, 2 и 3.

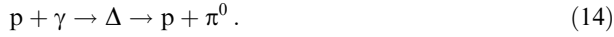
ческого заряда частиц. При этом описанная выше схема ускорения модифицируется следующим образом (рис. 3). Проходя через фронт ударной волны и отражаясь от неоднородностей магнитного поля, заряженная частица увеличивает свою энергию, а затем, после взаимодействия с фотоном, становится нейтральной, что позволяет ей пересечь фронт в обратном направлении, не испытывая препятствий со стороны магнитного поля. Оказавшись перед ударной волной, частица вновь становится заряженной, так что весь цикл ускорения повторяется многократно. Такой механизм ускорения частиц можно назвать конверсионным; вычисления показывают, что он играет важнейшую роль в излучении и динамике релятивистских течений [5, 6, 20].

Разумеется, выключение и включение электрического заряда — это лишь условный способ описания происходящих процессов. Проследим, например, за цепочкой превращений, начинающейся со взаимодействия протона с энергичным гамма-квантом. Фотоны, энергия которых превышает 300 МэВ в системе покоя протона, могут возбуждать его внутренние (кварковые) степени свободы. Сечение этого процесса быстро достигает максимума $\sigma_{\pi} \approx 6 \times 10^{-28} \text{ см}^2$ при энергии фотона $E_{\gamma} \approx 340 \text{ МэВ}$ (которую можно считать эффективным порогом реакции) и постепенно уменьшается до $\approx 10^{-28} \text{ см}^2$ для очень энергичных фотонов. Образовав-

шийся возбужденный адрон (обычно Δ -резонанс) практически моментально распадается на нуклон и пион:



или



Приблизительно в трети случаев образуется заряженный пион, а протон превращается в нейтрон. Обладая аналогичной кварковой структурой, нейтроны взаимодействуют с фотонами по той же схеме, т.е. переходят в протоны. Побочным продуктом протон-нейтронного цикла становятся высокоэнергичные заряженные пионы, распад которых приводит к появлению вторичных электронов и позитронов, а также нейтринного излучения.

Аналогичная цепочка превращений существует и для электронов. Она начинается с рассеяния фотона на релятивистском электроне. В результате обратного комптоновского эффекта (комptonизации) энергия фотона после рассеяния многократно возрастает, но при томсоновском рассеянии составляет лишь малую долю энергии электрона. Такое взаимодействие понемногу отбирает энергию у электронов и не способствует их ускорению. Однако в широкополосном спектре излучения космических ускорителей есть и высокочастотные фотоны, рассеяние которых происходит в клейн-нишиновском режиме. При этом спектр комптонизированного излучения имеет два пика: с равной вероятностью электрон либо сохраняет основную часть своей энергии, либо передает ее фотону. В последнем случае можно говорить о смене заряда ускоряемой частицы, поскольку образовавшийся фотон движется в том же направлении, что и исходный электрон, и несет почти всю его энергию. Высокоэнергичные комптонизированные фотоны взаимодействуют с относительно низкочастотным фоновым излучением, образуя электрон-позитронные пары, причем энергия распределяется между электроном и позитроном примерно поровну. Результатом описанной цепочки взаимодействий является замкнутый цикл выключения и включения заряда ускоряемой частицы. То обстоятельство, что количество ускоряемых частиц при этом удваивается, не играет принципиальной роли. Конверсионное ускорение электронов и позитронов не имеет прямого отношения к проблеме происхождения космических лучей сверхвысокой энергии. Отметим, однако, что излучение ускоренных таким механизмом частиц обладает уникальными особенностями (см. раздел 4), регистрация которых в излучении какого-либо астрофизического объекта позволяет судить о том, работает ли в нем конверсионный механизм.

Малое сечение фотопионных реакций служит основным лимитирующим фактором для конверсионного ускорения. Наиболее благоприятные условия для его реализации существуют в активных ядрах галактик и гамма-всплесках, где одновременно имеются и ультра-релятивистские потоки вещества в виде струйных выбросов, или джетов (от англ. jet — струя), и плотные фотонные поля (см. обзоры [21, 22]).

Оптическая толщина τ , характеризующая взаимодействие ускоряемой частицы с фотонами, зависит от геометрии источника. Для непрерывного течения или ударной волны, образуемых центральным компактным

объектом и распространяющихся в угле с раскрытием более $1/\Gamma$,

$$\tau \approx \frac{\sigma_{\pi} L(\varepsilon_*) \Theta^2}{4 \pi R c \varepsilon_*}. \quad (15)$$

Здесь L — наблюдаемая светимость на логарифмический интервал частот для фотонов с энергией в окрестности $\varepsilon_* = 2 m c^2 \Delta_p / (\varepsilon \Theta^2)$, где взаимодействие нуклонов с фотонами наиболее эффективно, ε — энергия ускоряемой частицы, R — расстояние от центрального объекта, Γ — лоренц-фактор релятивистского течения, m — масса нуклона. Угол раскрытия диаграммы направленности источника фотонов $\Theta \sim 1/\Gamma$ для джетов и $\Theta \sim 1$ для областей с широкими эмиссионными линиями в активных ядрах галактик или для излучения, рассеянного межзвездным газом в окрестности гамма-всплесков.

Приведем оценки для трех качественно различных случаев. Для внутренних джетов в активных ядрах галактик (при учете только собственного излучения джета с $\Theta = 1/\Gamma$)

$$\tau \approx 10^{-1} \left(\frac{L(\varepsilon_*)}{10^{45} \text{ эрг с}^{-1}} \right) \left(\frac{\varepsilon}{10^{18} \text{ эВ}} \right) \left(\frac{10}{\Gamma} \right)^4 \left(\frac{10^{15} \text{ см}}{R} \right), \quad (16)$$

где наблюдаемая светимость на логарифмический интервал частот $L(\varepsilon_*)$ неявно зависит от энергии частицы ε .

Излучение от областей с широкими эмиссионными линиями в активных ядрах галактик создает оптическую толщину

$$\tau \sim 5 \times 10^{-2} \left(\frac{L}{10^{44} \text{ эрг с}^{-1}} \right) \left(\frac{10 \text{ эВ}}{\varepsilon} \right) \left(\frac{10^{17} \text{ см}}{R} \right), \quad (17)$$

которая не зависит от энергии частицы: для всех частиц с энергией $\varepsilon > 2 m c^2 \Delta_p / \bar{\varepsilon} \approx 5 \times 10^{16}$ эВ количество эффективно взаимодействующих фотонов неизменно из-за их узкого спектрального распределения (в основном в окрестности $\bar{\varepsilon} \sim 10$ эВ).

В гамма-всплесках оптическая толщина составляет

$$\tau \approx 3 \times 10^{-3} \left(\frac{E(\varepsilon_*)}{10^{52} \text{ эрг}} \right) \left(\frac{\varepsilon}{10^{16} \text{ эВ}} \right) \left(\frac{100}{\Gamma} \right)^2 \left(\frac{10^{16} \text{ см}}{R} \right)^2. \quad (18)$$

Таким образом, вероятность конверсии в каждом цикле ускорения обычно много меньше единицы. Бывают и исключения, например, вблизи основания релятивистского течения, где оптическая толща велика и конверсионные потери подавляют ускорение. Однако при удалении от основания джета ускорение вновь становится возможным, охватывая частицы со все большей энергией, по мере того как плотность излучения спадает настолько, что вероятность конверсии в одном цикле ускорения оказывается заметно меньше единицы. Из сказанного ясно, что конверсионное ускорение является самонастраивающимся.

Заметим, что вероятность конверсии нейтрона в протон всегда больше

$$p_{\text{cn}}^{(\text{min})} = \frac{R m c}{t_n \varepsilon} \approx 3 \times 10^{-2} \left(\frac{10^{15} \text{ эВ}}{\varepsilon} \right) \left(\frac{R}{10^{18} \text{ см}} \right) \quad (19)$$

из-за спонтанного распада нейтронов. Здесь $t_n \approx 900$ с — время жизни свободного нейтрона. Распад важен для частиц с низкой энергией, особенно в первом цикле

ускорения, тогда как при высоких энергиях более эффективны фотопионные реакции.

4. Особенности набора энергии и излучения частиц при конверсионном ускорении

Конверсионный механизм ускорения позволяет частицам достичь энергии 10^{20} эВ всего за 2–4 прохода через фронт ударной волны. При обычном диффузионном ускорении для этого потребовалось бы много десятков проходов; соответственно множатся и трудности реализации такого механизма. Такое различие можно объяснить следующим образом.

Скорость частиц, покидающих релятивистскую ударную волну, в неподвижной системе отсчета направлена почти параллельно скорости ударной волны. Однако траектория заряженных частиц немедленно начинает искривляться под действием магнитного поля. Как только угол между скоростью частицы и направлением движения ударной волны достигает значения порядка ее обратного лоренц-фактора, фронт волны догоняет убежавшую частицу и завершает цикл ускорения. Результатом цикла становится увеличение энергии частицы в среднем вдвое.

При конверсионном ускорении частица покидает ударную волну будучи нейтральной и движется прямолинейно до момента ее превращения в заряженную. За это время частица обгоняет фронт ударной волны на некоторое расстояние, так что у нее появляется достаточный запас времени, чтобы развернуться в магнитном поле навстречу волне прежде, чем она будет вновь подхвачена ударной волной. Таким образом, в результате конверсионного цикла ускорения энергия частицы увеличивается не вдвое, а приблизительно в γ^2 раз, где γ — лоренц-фактор ударной волны.

Вероятность того, что конверсия частиц из заряженных в нейтральные и обратно происходит в правильной последовательности, а частицы взаимодействуют с фотонами, имеющими подходящую энергию, много меньше единицы. С другой стороны, энергия частицы, прошедшей полный цикл ускорения, увеличивается приблизительно в $g \sim \Gamma^2$ раз, что составляет величину от нескольких сотен для джетов в активных ядрах галактик до нескольких сотен тысяч для гамма-всплесков. После прохождения нескольких циклов ускорения первоначальное квазиодноэнергетическое распределение инжектированных частиц превращается в пилообразное распределение (рис. 4). Его огибающую можно приблизительно представить в виде степенной функции $dN/d\varepsilon \propto \varepsilon^{-\alpha}$ с показателем степени

$$\alpha = 1 - \frac{\ln k}{\ln g}, \quad (20)$$

который слабо зависит от энергии частиц. Когда произведение вероятности прохождения цикла k на фактор увеличения энергии g превосходит единицу, конверсионный механизм достигает наибольшей эффективности: суммарное энергосодержание в ускоренных частицах возрастает с каждым циклом, причем основной вклад приходится на те частицы, энергия которых близка к максимально достижимой.

Пересечь фронт ударной волны в обратном направлении могут только те частицы, которые не успевают

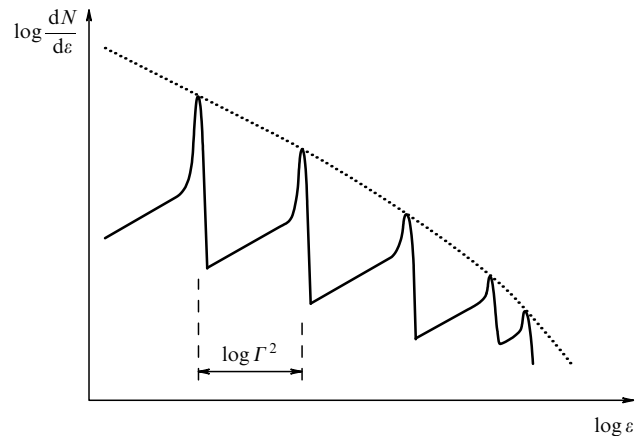


Рис. 4. Схематический вид распределения частиц (сплошная линия), образующегося в результате конверсионного ускорения при квазиодноэнергетической инжекции. Провалы в спектре сохраняются до тех пор, пока ширина спектра инжекции в логарифмических единицах меньше $\log \Gamma^2$.

потерять энергию (например на синхротронное излучение) за время, требующееся для совершения половины оборота в магнитном поле за фронтом. Назовем критическими те частицы, которые теряют на этом развороте половину энергии. Поскольку при диффузионном ускорении энергия частицы в каждом цикле (кроме первого) возрастает примерно вдвое, то критическая энергия одновременно является и максимально достижимой, при которой темп потерь энергии становится сравнимым с темпом ускорения.

Хотя энергия покидающих ударную волну частиц ограничена критическим значением, энергия частиц, поступающих в нее из внешней среды, может быть во много раз больше. Сверхкритические частицы теряют энергию, проходя путь во много раз меньший их гирорадиуса, т.е. мало отклоняясь от первоначального направления своего движения (почти строго назад в системе отсчета, связанной с веществом за фронтом ударной волны (рис. 5)). Соответственно диаграмма направленности излучения сверхкритических частиц сильно вытянута в направлении, противоположном скорости ударной волны, как и распределение частиц по скоростям в системе отсчета джета [6]. Вследствие релятивистской абберации света неподвижный наблюдатель все-таки увидит диаграмму направленности вытянутой в направлении движения джета, но она оказывается значительно шире, чем диаграмма направленности менее высокочастотного излучения докритических частиц. Излучение сверхкритических частиц, сосредоточенное в основном в рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне, можно наблюдать под большим углом к оси джета, т.е. оно является внеосевым (см. рис. 5).

Наличие внеосевого излучения объясняет, например, феномен запаздывающего жесткого излучения гамма-всплесков. Задержка в данном случае имеет геометрическую природу: благодаря уширенной диаграмме направленности внеосевое излучение наблюдается от более широкого сегмента сферической ударной волны, края которого находятся дальше от наблюдателя, чем центральная часть. Уширение диаграммы направленности может также объяснить регистрацию так называемых неидентифицированных источников жесткого гамма-

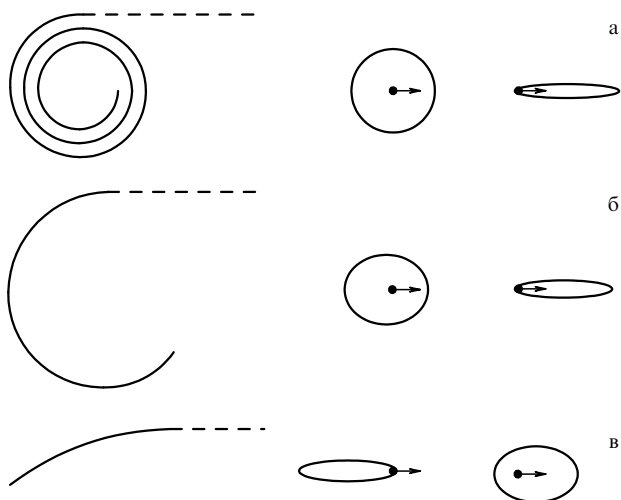


Рис. 5. Изменение диаграммы направленности излучения при переходе энергии частиц от докритического значения (а) к критическому (б) и затем — к сверхкритическому (в). В левой части рисунка показаны условные траектории частиц за время излучения ими половины своей энергии, в центральной — типичные диаграммы направленности излучения в сопутствующей системе отчета, в правой части — типичные диаграммы направленности излучения в неподвижной системе отчета.

излучения (большое количество таких источников обнаружено космическим телескопом EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) в 1992–1994 гг.). Эти источники, вероятно, связаны с теми квазарами, джеты которых ориентированы под большими углами к направлению на Землю и поэтому не создают заметного излучения в более низкочастотных диапазонах, где излучение джета является узконаправленным. Широконаправленным может быть и высокоэнергичное нейтринное излучение релятивистских джетов, сопровождающее распад пионов, которые образуются при неупругих столкновениях протонов и нейтронов.

5. Заключение

Рассмотренные нами фундаментальные ограничения на параметры космических ускорителей показывают, что генерация космических лучей с энергией, достигающей самых больших из достоверно наблюдавшихся значений, возможна (по крайней мере теоретически) за счет воздействия электромагнитных полей астрофизических объектов на имеющиеся в них относительно низкоэнергичные ионы. Существует также механизм ускорения, использующий поочередную конверсию протонов в нейтроны и обратно, работоспособный в широком классе источников с релятивистскими течениями и позволяющий перекачать с эффективностью, приближающейся к 100 %, мощность этих течений в космические лучи с энергией $\sim 10^{20}$ эВ. Таким образом, все существующие на сегодня наблюдения космических лучей сверхвысокой энергии удастся объяснить, не прибегая к "новой физике", т.е. используя только надежно установленные физические законы и астрофизические факты.

Как показывают оценки, на роль ускорителей частиц с энергией $\lesssim 10^{20}$ эВ могут претендовать различные области в релятивистских джетах активных ядер галактик, ударные волны в скоплениях галактик, гамма-

всплески. За исключением гамма-всплесков — все это объекты галактических масштабов. В частности, источниками космических лучей со сверхвысокой энергией не могут быть нейтронные звезды и черные дыры, включая и сверхмассивные.

Наконец, остановимся на границах применимости представленной в этом докладе картины происхождения космических лучей сверхвысокой энергии. Конверсионный механизм ускорения приводит к определенному предсказанию относительно состава частиц в космических лучах: такими частицами должны быть исключительно протоны. В пользу этого свидетельствуют существующие данные, хотя однозначный вывод сделать пока невозможно. Если будущие наблюдения покажут присутствие значительной доли атомных ядер в космических лучах сверхвысокой энергии, то объяснить их происхождение с помощью конверсионного механизма окажется невозможным. Впрочем, не исключено существование иного, но столь же эффективного, механизма ускорения частиц.

Однако, как мы показали, общие электродинамические соображения приводят к очень сильной зависимости требуемой энергии поля в ускорителе от энергии производимых им частиц независимо от механизма ускорения. Поэтому для известных астрофизических объектов предел ускорения протонов в рамках канонической модели генерации космических лучей составляет $(3-5) \times 10^{21}$ эВ. При этом список потенциальных источников ограничивается "горячими пятнами" (hot spots) в джетах активных ядер галактик, "радиолопастями" (radio lobes) и скоплениями галактик. Во всех перечисленных случаях ускорение ограничено из-за убегания частиц, а достижение указанного значения энергии возможно только при довольно спекулятивных предположениях о крупномасштабной упорядоченности магнитного поля и большом безразмерном темпе ускорения $\eta \approx 1$. Ускорение тяжелых ядер возможно до еще больших (в Z раз) энергий, так что формально сценарий ускорения может объяснить космические лучи с энергией вплоть до 10^{23} эВ. В то же время из-за фрагментации ядер (при взаимодействии с фотонами реликтового излучения) их длина пробега ограничена величиной ~ 1 Мпк. Единственными источниками в такой близкой окрестности нашей Галактики являются гамма-всплески, так что наблюдаемая на Земле максимальная энергия космических лучей не может превышать несколько меньшую величину — $\sim 3 \times 10^{22}$ эВ, которая соответствует пределу ускорения в гамма-всплесках для ядер железа (для протонов этот предел $\sim 10^{21}$ эВ).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17525), Совета по грантам Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ Российской Федерации (грант НШ-4588.2006.2), программы "Происхождение и эволюция звезд и галактик" Президиума РАН. Авторы признательны В.С. Птускину за предоставленную возможность ознакомиться со статьей [3] до ее опубликования.

Список литературы

1. Гинзбург В Л *УФН* **166** 169 (1996)
2. Березинский В С *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) 2-е изд. (М.: Наука, 1990)
3. Птускин В С *УФН* **177** (2007) (в печати)
4. Aharonian F A et al. *Phys. Rev. D* **66** 023005 (2002)

5. Derishev E V et al. *Phys. Rev. D* **68** 043003 (2003)
6. Derishev E V, Aharonian F A, Kocharovskiy V I *Astrophys. J.* **655** 980 (2007)
7. Nagano M, Watson A A *Rev. Mod. Phys.* **72** 689 (2000)
8. Hillas A M, in *Cosmology, Galaxy Formation and Astroparticle Physics, Oxford, UK, 2006* (Eds H-R Klockner et al.) (in press); astro-ph/0607109
9. Зацепин Г Т, Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **4** 114 (1966)
10. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
11. Berezhinsky V *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **81** 311 (2000)
12. Fermi E *Phys. Rev.* **75** 1169 (1949)
13. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963)
14. Крымский Г Ф *ДАН СССР* **234** 1306 (1977)
15. Bell A R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **182** 147 (1978)
16. Malkov M A, Drury L O C *Rep. Prog. Phys.* **64** 429 (2001)
17. Aharonian F et al. *Astron. Astrophys.* **448** L43 (2006)
18. Niemiec J, Ostrowski M *Astrophys. J.* **641** 984 (2006)
19. Lemoine M, Pelletier G, Benoit R *Astrophys. J.* **645** L129 (2006)
20. Stern B E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 590 (2003)
21. Urry C M, Padovani P *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107** 803 (1995)
22. Mészáros P *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 137 (2002)

PACS numbers: 41.20.Jb, 52.35.Mw, **94.20.**–y

Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым радиоизлучением

В.Л. Фролов, Н.В. Бахметьева, В.В. Беликович, Г.Г. Вертоградов, В.Г. Вертоградов, Г.П. Комраков, Д.С. Котик, Н.А. Митяков, С.В. Поляков, В.О. Рапопорт, Е.Н. Сергеев, Е.Д. Терещенко, А.В. Толмачева, В.П. Урядов, Б.З. Худукон

1. Введение

Ионосфера, являясь верхней частью атмосферы Земли, определяющим образом влияет как на характер жизнедеятельности на Земле, так и на свойства различных каналов теле- и радиокommunikаций. В связи с этим она привлекает к себе пристальное внимание исследователей уже в течение многих десятилетий. Диапазон проводимых работ по исследованию ионосферы чрезвычайно широк и охватывает такие проблемы, как физика плазмообразования, динамика плазмы и механизмы ее турбулизации, химия ионосферы, распространение радиоволн различных диапазонов и т.п. С началом использования активных экспериментов в ионосфере, включающих модификацию плазмы пучками мощных радиоволн от наземных коротковолновых (КВ) радиопередатчиков и с борта космических летательных аппаратов, а также инъекцию пучков заряженных частиц и выбросы химических реагентов с борта искусственных спутников Земли (ИСЗ) и геофизических ракет, традиционные методы исследования ионосферы в значительной степени расширились. Успехи, достигнутые в активных экспериментах, позволили рассматривать ионосферу как естественную космическую лабораторию для моделирования различных процессов, протекающих в плазме [1]. Достаточно высокая стабильность и фактическая безграничность объема ионосферной плазмы, а также вариации в широких пределах возможных значений ее параметров позволяют успешно изучать на

экспериментальной основе большой класс из стоящих на сегодня задач.

Впервые с изменением свойств ионосферы в поле мощных радиоволн столкнулись более 70 лет назад в связи с открытием в 1933 г. люксембург-горьковского эффекта [2]. Определяющая роль в теоретической интерпретации этого эффекта принадлежит В.Л. Гинзбургу, А.В. Гуревичу и И.М. Виленскому. Объяснение люксембург-горьковского эффекта привело к пониманию роли нелинейных свойств ионосферной плазмы, проявляющихся при ее нагреве мощной радиоволной, которые детально были рассмотрены В.Л. Гинзбургом и А.В. Гуревичем в [3]. Проведенные исследования стимулировали строительство специализированных мощных нагревных стенов для модификации ионосферы. В СССР первый стенд начал работать в 1961 г. в Научно-исследовательском институте радио (Москва). Позднее в США были построены стенды "Боулдер" в 1970 г. и "Аресибо" в 1971 г. В Научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ) это направление исследований было инициировано Г.Г. Гетманцевым, под руководством которого в 1973 г. около Нижнего Новгорода (бывший г. Горький) был построен стенд "Зименки". В 1976 г. усилиями Полярного геофизического института (ПГИ) Кольского филиала АН СССР в полярных широтах около Мурманска был построен стенд "Мончегорск".

Уже в первых экспериментах по модификации ионосферы мощными радиоволнами, выполненных в 1960–1970 годы, был обнаружен, помимо ожидаемых крупномасштабных изменений температуры и концентрации плазмы, ряд новых явлений, связанных с генерацией искусственных плазменных колебаний и искусственных неоднородностей плотности плазмы с масштабами поперек геомагнитного поля от нескольких долей метра до нескольких километров [4, 5], был открыт "эффект Гетманцева" [6], было экспериментально доказано образование искусственных периодических неоднородностей плотности ионосферной плазмы в поле мощной стоячей радиоволны [7]. Возникло новое направление исследований, которое вскоре стало одним из приоритетных в радиофизике и нашло разнообразные приложения в геофизике, физике плазмы и физике космоса. Важным обстоятельством является то, что модификация ионосферы мощными радиоволнами не вносит загрязнения в окружающую среду и не приводит к нежелательным экологическим последствиям, поскольку такое воздействие на ионосферу по мощности пренебрежимо мало по сравнению с воздействиями природного характера. В то же время имеется возможность регулярно проводить многократно повторяемые измерения характеристик верхней атмосферы Земли с использованием хорошо развитых радиофизических методов дистанционной диагностики искусственно вызываемых плазменных возмущений.

Полученные результаты стимулировали строительство новых, более мощных нагревных стенов в северной Норвегии ("Тромсø", 1980 г.) и в СССР ("Сура", 1981 г.). Позднее в 1990-х годах было начато строительство стенда на Аляске (США) по проекту HAARP (от англ. High Frequency Active Auroral Research Program), первая очередь которого была введена в конце 1990-х годов; усовершенствование стенда с целью увеличения его потенциала продолжается до сих пор. Среди других построенных в 1980–1990 годах стенов — "Гиссар" (Таджикистан, 1981 г.), стенд около Харькова (1987 г.) и

стенд HIPAS (от англ. — High Power Auroral Simulation) (США, 1990 г.). Сегодня эксперименты по модификации ионосферы проводятся в основном на трех стендах: HAARP и "Tromsø" в полярных широтах и "Сура" в средних широтах. Остальные стенды либо оказались по разным причинам разрушенными, либо сейчас активно уже не используются. В последние годы англичанами начато строительство стенда SPEAR (от англ. Space Plasma Exporation by Active Radar) на о. Шпицберген, в области полярной шапки. В 2004 г. введена первая очередь SPEAR и начаты нагревные эксперименты.

В настоящем докладе приведен краткий обзор результатов экспериментов по искусственному воздействию на ионосферу мощным КВ-радиоизлучением наземных передатчиков. Их основу составляют выполненные в НИРФИ в кооперации со многими российскими и зарубежными организациями исследования свойств искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), генерации ионосферным источником сигналов комбинационных частот в диапазонах очень низких (ОНЧ), сверхнизких (СНЧ) и ультранизких (УНЧ) частот, исследования различных слоев ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Эти исследования были начаты на стенде "Зименки" и продолжены на стенде "Сура".

Стенд "Сура" (НИРФИ), получивший статус уникальной установки России (регистрационный № 06-30), включает в себя три коротковолновых передатчика ПКВ-250 с непрерывной мощностью излучения 3×250 кВт в диапазоне частот 4–25 МГц. Каждый передатчик нагружен на свою антенную решетку, имеющую полосу частот 4,3–9,5 МГц. Все три модуля стенда могут работать независимо, излучая волну с обыкновенной или необыкновенной поляризацией на своей частоте, в собственном временном режиме с длительностью импульсов начиная от 50 мкс и вплоть до непрерывного излучения. В когерентном режиме излучения всех трех модулей стенда (полный размер антенного поля при этом 300×300 м) максимальная эффективная мощность излучения составляет 80–280 МВт, возрастающая с увеличением частоты излучаемой волны. Имеется возможность отклонять луч антенны стенда в плоскости геомагнитного меридиана в пределах $\pm 40^\circ$ от вертикали. Вокруг стенда "Сура" развернуты различные диагностические установки, служащие для зондирования ионосферы и детектирования плазменных возмущений, индуцированных мощной радиоволной.

2. Искусственная ионосферная турбулентность

Взаимодействие мощной КВ-радиоволны, имеющей обыкновенную поляризацию, с плазмой сопровождается возбуждением различного типа ИИТ, определяемой развитием таких нелинейных явлений, как: 1) генерация высокочастотной (различные плазменные колебания и волны) и низкочастотной (в первую очередь неоднородности температуры и плотности плазмы различных масштабов) плазменной турбулентности; 2) модификация профиля плотности плазмы под действием сил стрикционного и теплового давления, приводящая к формированию фокусирующей (в F_2 -области) и дефокусирующей (в E- и F_1 -областях) линз, а также искусственных периодических неоднородностей под дей-

ствием мощной стоячей радиоволны; 3) ускорение электронов до сверхтепловых энергий, вызывающих дополнительную ионизацию плазмы и свечение нейтрального газа в оптическом и дециметровом диапазонах длин волн; 4) генерация вторичных электромагнитных излучений (в частности искусственного радиоизлучения ионосферы); 5) возбуждение электрических и магнитных флуктуационных полей и др. Важно, что выполненные в течение последних трех десятилетий широкомасштабные экспериментальные и теоретические исследования, главные результаты которых суммированы в ряде специальных выпусков журналов [4, 8–13], позволили детально изучить особенности взаимодействия мощной радиоволны с различными областями ионосферной плазмы, исследовать особенности генерации и свойства ИИТ, а также разработать новые методы диагностики процессов, протекающих в магнитоактивной плазме.

В разделах 2.1–2.4 кратко сформулированы основные свойства ИИТ, возбуждаемой мощной радиоволной обыкновенной поляризации при ее отражении от F_2 -области ионосферы.

2.1. Стадии развития взаимодействия мощного радиоизлучения с плазмой

В развитии взаимодействия мощной радиоволны обыкновенной поляризации с плазмой F_2 -области ионосферы можно выделить четыре стадии [14]. На первой стадии, длящейся 5–20 мс от момента начала воздействия и характеризующейся уменьшением интенсивности отраженного от ионосферы сигнала волны накачки (ВН) на 10–20 дБ, происходит развитие *стрикционной параметрической неустойчивости* [15] вблизи уровня отражения мощной радиоволны, в результате чего наблюдается генерация ленгмюровской плазменной турбулентности и ускорение электронов до сверхтепловых энергий. На второй стадии, длящейся 0,5–3 с (до начала развития эффекта аномального ослабления), наблюдается восстановление уровня отраженного сигнала ВН, сопровождающееся появлением его характерных квазипериодических осцилляций. Пока нет удовлетворительного объяснения этого явления. На третьей стадии через 0,5–10 с после включения ВН в результате развития *тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости* [16, 17] наблюдается генерация верхнегибридной плазменной турбулентности и мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) размером $l_{\perp} \leq 30–50$ м в ортогональном к магнитному полю Земли направлении, рассеяние мощной радиоволны на которых приводит к ее *аномальному ослаблению* (АО) — уменьшению отраженного от ионосферы сигнала на 10–30 дБ. Четвертая стадия, наступающая через 10–30 с после включения ВН, определяется развитием *самофокусирующей неустойчивости* мощной радиоволны [17, 18], что вызывает рост интенсивности среднемасштабных ($l_{\perp} \approx 0,1–1$ км) искусственных ионосферных неоднородностей (ИИН), которые приводят к появлению сильных флуктуаций радиоволн, отраженных от возмущенной области ионосферы, и к образованию уширения F_{spread} на ионограммах следов отраженных от ионосферы сигналов зондирующего передатчика, характерного при распространении радиоволн в турбулентной среде. Генерация более крупномасштабных неоднородностей с $l_{\perp} \geq 1–2$ км связывается с усилением естественных неоднородностей плотности плазмы.

Эффекты модификации ионосферы значительно усиливаются, когда выполняются условия для распространения пучка мощных радиоволн вдоль магнитного поля в области резонансного взаимодействия ВН с плазмой — эффекта "магнитного зенита" [19]. При этом в результате самофокусировки ВН на вытянутых вдоль геомагнитного поля Земли неоднородностях, размеры которых в поперечном к геомагнитному полю направлении составляют несколько сотен метров и которые заполнены МИИН с $l_{\perp} \approx 1-10$ м, происходит сильный локальный разогрев плазмы за счет аномального поглощения энергии мощной радиоволны с обыкновенной поляризацией при ее рассеянии на МИИН в верхнегибридные плазменные волны. Это приводит к формированию каверн, в которых оказывается запертым поток мощного радиоизлучения, расщепившийся на узкие пучки.

2.2. Динамические и спектральные характеристики искусственных ионосферных неоднородностей

Времена развития $\tau_{\text{разв}}$ ИИН с $l_{\perp} \approx 1-10^3$ м зависят от их масштаба (как $l_{\perp}^{0,5}$), мощности ВН (как $P_{\text{эфф}}^{-1}$), временного режима ее излучения (через эффекты последствия), а также от ионосферных условий [14]. В среднем, $\tau_{\text{разв}} \approx 2-5$ с при $l_{\perp} \approx 10$ м и $P_{\text{эфф}} \approx 20$ МВт. Времена релаксации $\tau_{\text{рел}}$ ИИН определяются масштабом неоднородностей l_{\perp} [14]: при $l_{\perp} \leq l_{\perp}^*$ имеет место квадратичная зависимость $\tau_{\text{рел}}(l_{\perp}) \propto l_{\perp}^2$, при $l_{\perp} \geq l_{\perp}^*$ — более слабая зависимость, $\tau_{\text{рел}}(l_{\perp}) \propto l_{\perp}^{0,5}$ ($l_{\perp}^* \approx 3-20$ м — некоторый характерный масштаб неоднородностей, величина l_{\perp}^* уменьшается при переходе от дневных к ночным условиям проведения измерений). Считается, что в области квадратичной зависимости $\tau_{\text{рел}}(l_{\perp})$ релаксация МИИН связана с поперечной амбиполярной диффузией, а при $l_{\perp} > l_{\perp}^*$ обусловлена продольной амбиполярной диффузией плазмы. Конкретные значения времен релаксации неоднородностей зависят также от времени суток, высоты отражения ВН $h_{\text{отр}}$, местоположения неоднородностей внутри возмущенной области, режима излучения ВН, уровня возмущенности ионосферы и др. При $l_{\perp} \approx 10$ м и $h_{\text{отр}} \approx 240$ км времена релаксации в спокойной геомагнитной обстановке составляют 5–10 с в дневное время, увеличиваясь до 15–20 с в вечерние часы и до 20–40 с в ночные часы.

На основе результатов измерения сечения ракурсного рассеяния радиоволн коротковолновых и ультракоротковолновых (УКВ) диапазонов на анизотропных МИИН и мерцаний сигналов ИСЗ при прохождении радиоволн через возмущенную область ионосферы был измерен спектр флуктуаций плотности плазмы в области масштабов $l_{\perp} \approx 1-4 \times 10^3$ м [14, 20, 21]. Для кусочно-степенной аппроксимации зависимости $\Phi_N(l_{\perp}) \propto l_{\perp}^p$ было определено, что $p \approx 4-5$ для $l_{\perp} \approx 1-3$ м, $p \sim 2-3$ для $l_{\perp} \approx 3-20$ м, $p \sim -(0, 5-1)$ для $l_{\perp} \approx 50-200$ м, $p \sim 3$ для $l_{\perp} \approx 200-400$ м, $p \sim 1,5-2$ для $l_{\perp} \approx 600-800$ м, $p \sim 3-4$ для $l_{\perp} \approx 0,8-4$ км. Максимум $\Phi_N(l_{\perp})$ в области масштабов $l_{\perp} \approx 50$ м, близких к длине мощной радиоволны в вакууме, обусловлен механизмом генерации неоднородностей вследствие развития тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости. Второй максимум, наблюдающийся в области масштабов $l_{\perp} \approx 400-600$ м, связывается с проявлением самофокусировочной неустойчивости ВН в плазме. Характерные значения

относительных флуктуаций плотности плазмы на стационарной стадии развития ИИТ составляют в среднем: $\delta N \approx 5 \times 10^{-3} - 10^{-2}$ для $l_{\perp} \approx 1-2$ км, $\delta N \sim 10^{-3} - 2 \times 10^{-3}$ для $l_{\perp} \approx 200-600$ м, $\delta N \sim 5 \times 10^{-4} - 10^{-3}$ для $l_{\perp} \approx 3-30$ м. В первые несколько секунд после включения ВН, вследствие более быстрого развития неоднородностей с $l_{\perp} \approx 1-3$ м, спектр МИИН имеет инверсную форму с максимумом $\Phi_N(l_{\perp})$ в области масштабов $l_{\perp} \approx 2-3$ м [14]. Измерения при различных углах наклона пучка мощных радиоволн в плоскости геомагнитного меридиана позволили установить, что наиболее интенсивные МИИН генерируются при углах наклона $\sim 12^{\circ} - 16^{\circ}$ к югу от вертикали [21].

Таким образом, изменяя мощность, частоту, поляризацию и режим излучения ВН, можно управлять спектральными характеристиками ИИН, что имеет важное значение для использования ИИТ при решении исследовательских и прикладных задач [22].

Доплеровские измерения спектра рассеянных на МИИН радиоволн КВ- и УКВ-диапазонов позволяют получать информацию о движении рассеивающих неоднородностей внутри возмущенной области ионосферы. На основе измерения доплеровских спектров рассеянных сигналов в [23] было установлено, что во время нагрева в возмущенной области ионосферы индуцируются радиальные движения МИИН от ее центра к периферии. Кроме того, этот метод позволяет изучать характеристики перемещающихся ионосферных возмущений [24] и локальных геомагнитных пульсаций [25], а также измерять напряженность электрического поля в F-области ионосферы [26]. В работах [27, 28] исследовано явление уширения доплеровского спектра рассеянного сигнала в условиях, когда частота ВН порядка или немного выше частоты гармоники гирорезонанса в области взаимодействия ВН с плазмой. Последнее может указывать на то, что в процессах, определяющих динамику декаметровых МИИН, существенную роль играют возбуждаемые мощной радиоволной электронные бернштейновские плазменные колебания.

2.3. Искусственное радиоизлучение ионосферы

Начиная с момента обнаружения искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [29, 30] уже более 30 лет продолжают интенсивные исследования его свойств. Это излучение появляется в результате различного рода взаимодействий электромагнитных волн и высокочастотных плазменных колебаний с низкочастотной плазменной турбулентностью, в образовании и эволюции которой определяющую роль играют МИИН. Взаимосвязь и взаимовлияние различных плазменных процессов при генерации ИРИ в магнитоактивной плазме обуславливают его широкие диагностические возможности для изучения свойств как искусственной, так и естественной плазменной турбулентности. Сегодня известно более 15 компонент ИРИ, подробное описание которых можно найти в обзоре [31]. К основным его компонентам, спектральные и динамические характеристики которых изучены наиболее детально, относятся:

- 1) главный спектральный максимум излучения (down-shifted maximum, DM);
- 2) широкополосное излучение в области отрицательных отстроек (broad continuum, BC);
- 3) максимум в области положительных отстроек (up-shifted maximum, UM);

4) широкополосное излучение в области положительных отстроек (broad up-shifted maximum, BUM), генерация которого наблюдается, когда частота ВН близка к частоте гармоники гирорезонанса в области взаимодействия мощной радиоволны с плазмой или немного превышает ее (в условиях выполняемых на стенде "Сура" измерений значение гирочастоты электронов $f_{ce} \approx 1,3 - 1,35$ МГц);

5) стрикционная узкополосная компонента излучения (ponderomotive narrow continuum, NC_p), наблюдаемая на стадии развития стрикционной параметрической неустойчивости;

6) тепловая узкополосная компонента излучения (thermal narrow continuum, NC_{th}), наблюдаемая на стадии развития тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости;

7) подобное BUM широкополосное излучение в области положительных отстроек, которое обнаруживается в областях частот между гирогармониками (broad up-shifted structure, BUS).

Генерация различных компонент в спектре ИРИ в сильной степени зависит от частоты и мощности ВН, а также от ионосферных условий. Выполненные на стенде "Сура" исследования [32] во всем диапазоне его частот 4,3–9,5 МГц показали (рис. 1), что, во-первых, вид спектра ИРИ изменяется кардинальным образом в узкой области частот ВН, когда $f_{ВН} \approx n f_{ce}$, где n — номер гирогармоники, во-вторых, излучение наиболее интенсивно в области между частотами четвертой и пятой гирогармоник и, в-третьих, влияние гирорезонансов проявляется также и достаточно далеко от областей, в которых $f_{ВН} \approx n f_{ce}$.

На основе ИРИ были развиты методы диагностики высокочастотной и низкочастотной плазменной турбулентности, позволившие провести измерения характерных времен развития и релаксации ленгмюровских и верхнегибридных плазменных волн [33], изучить влияние МИИН на генерацию различных компонент ИРИ [34], а также исследовать эффекты, наблюдающиеся при

нелинейном взаимодействии двух мощных радиоволн в магнитоактивной плазме [35]. С помощью метода диагностического ИРИ были изучены особенности процессов переноса в верхней ионосфере [36]. Установлено, что характерные скорости распространения плазменных возмущений вдоль геомагнитного поля $V_{||}$ оказываются порядка значения тепловой скорости электронов $V_{Te} \approx 2 \times 10^7$ см с⁻¹ для типичных условий экспериментов, проводимых нами в F₂-слое ионосферы, или даже могут значительно превышать V_{Te} . Это может указывать на важность учета потоков тепловых и ускоренных электронов, а также токов короткого замыкания по фоновой плазме в механизмах генерации ИИТ вдали от областей резонансного взаимодействия мощной волны с плазмой [36–38].

В последние годы была обнаружена генерация искусственного радиоизлучения в дециметровом диапазоне длин волн (на частотах ~ 600 МГц) [39]. Считается, что ИРИ здесь возникает при переходе электронов между высокими ридберговскими уровнями молекул нейтральных компонент ионосферной плазмы, возбужденных ускоренными электронами.

2.4. Пространственная структура возмущенной области ионосферы

Впервые измерения с помощью метода спутниковой радиотомографии пространственной структуры возмущенной области ионосферы над стендом "Сура" были выполнены в августе 2002 г. [40] и повторены в августе 2005 г. На рисунке 2 представлены томограммы, полученные в вечерние (рис. 2а, б) и ночные (рис. 2в, г) часы наблюдений, когда ВН отражалась вблизи максимума F₂-слоя ионосферы на высотах $\sim 270 - 300$ км. Представлены томограммы как для плотности плазмы (рис. 2а, в), так и для разностной реконструкции (рис. 2б, г), показывающей флуктуации плотности плазмы относительно ее среднего значения. Обработка экспериментальных данных проводилась с использованием байесовского вероятностного подхода в лучевой (фазовой)

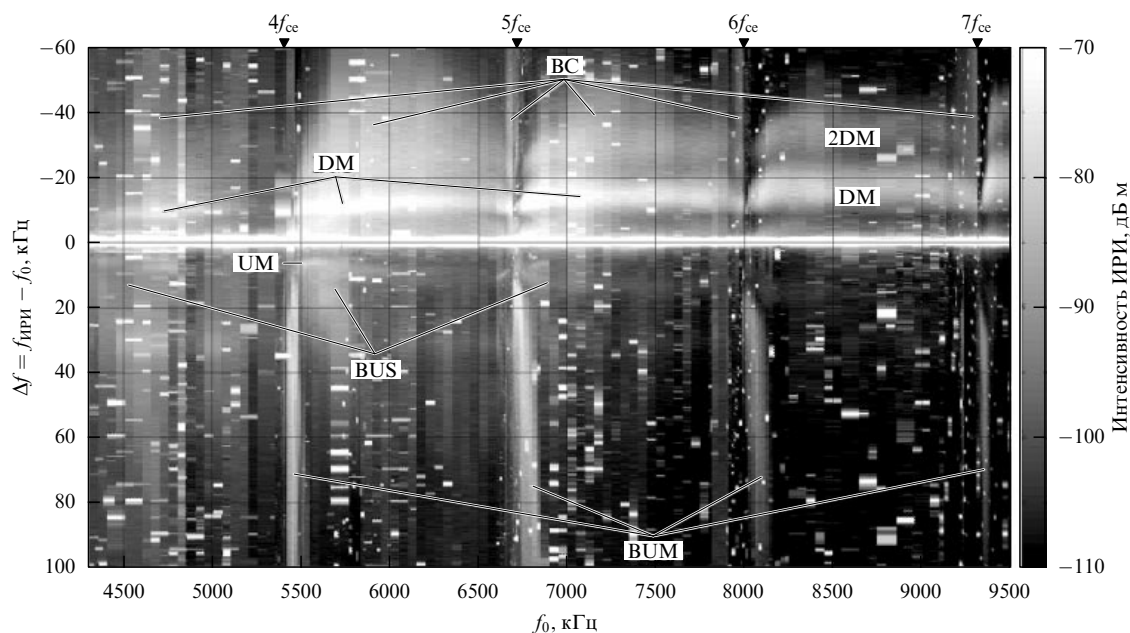


Рис. 1. Зависимость спектральной структуры ИРИ от частоты волны накачки в диапазоне 4,3–9,5 МГц.

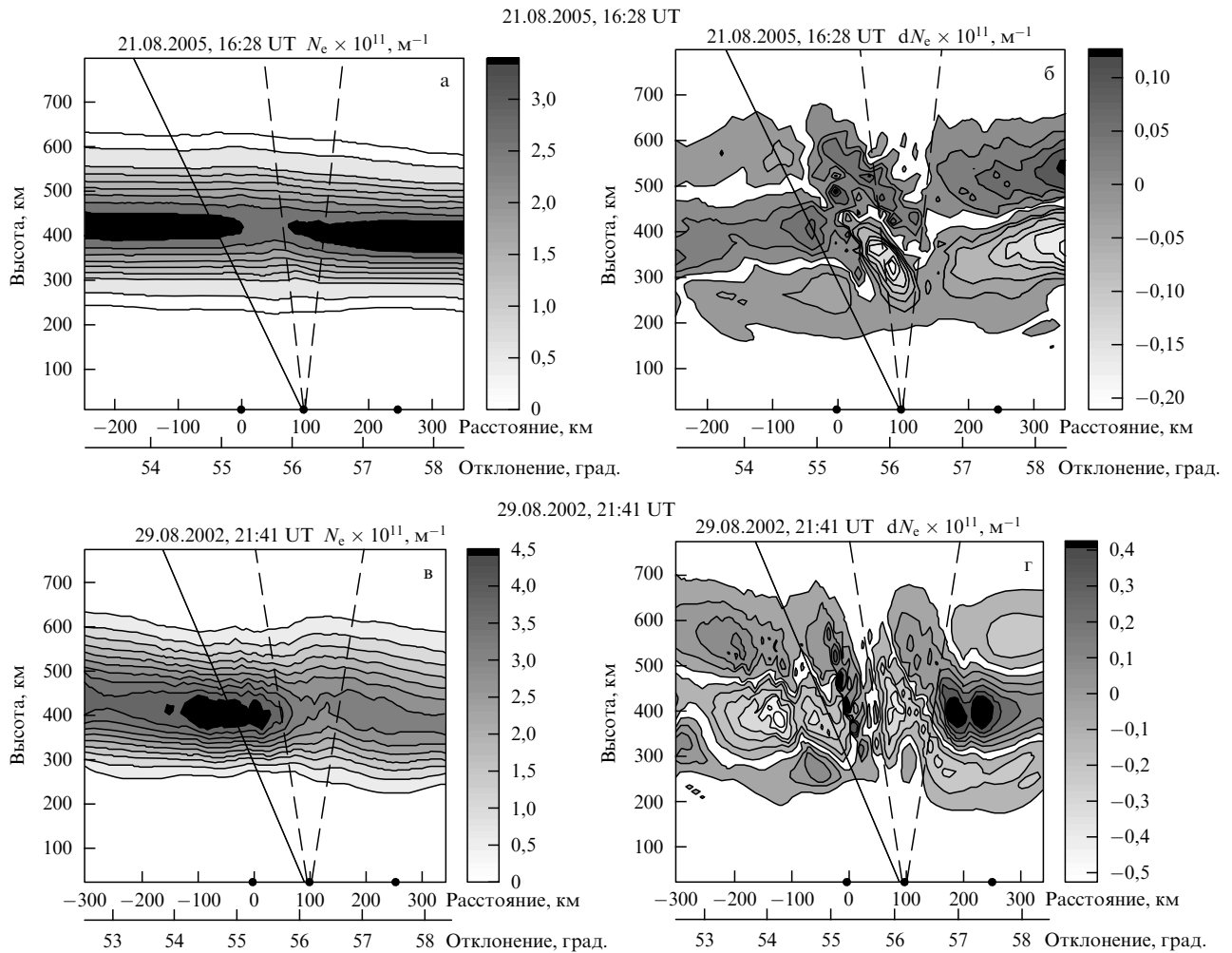


Рис. 2. Томографическая реконструкция профиля плотности плазмы (а, в) и вариаций плотности (б, г) для условий вечерней ионосферы (а, б) и ночной ионосферы (в, г).

томографии, основанного на теории стохастического обращения [41].

Из рисунка 2 хорошо видно, что возмущения плотности плазмы имеют выраженную ориентацию вдоль силовых линий геомагнитного поля, наблюдаются во всем возможном при данной геометрии эксперименте интервале высот, от ~ 200 км до ~ 600 – 700 км, и возбуждаются в более широкой горизонтальной области (± 200 км относительно центра луча мощных радиоволн), чем область ионосферы, засвеченная главным лепестком диаграммы направленности антенны стэнда (~ 60 – 100 км). Диаграмма направленности основного лепестка антенны стэнда показана штриховыми линиями, направление геомагнитного поля для местоположения стэнда "Сура" изображено сплошной линией. Из представленных томограмм также видно, что в южном секторе диаграммы направленности антенны стэнда развиваются полости с сильным (до 20 %) обеднением плазмы. С использованием нагрева наклонными пучками мощных радиоволн установлено, что такие структуры наиболее эффективно возбуждаются, когда направление излучения мощной радиоволны в ионосфере близко к направлению линий геомагнитного поля, и представляют собой проявление *эффекта магнитного зенита* [19]. Также установлено, что неоднородности

плотности плазмы с $l_{\perp} \approx 100$ – 1000 м, отвечающие за сцинтилляции прошедшего через возмущенную область ионосферы сигнала, сосредоточены преимущественно в крупномасштабных образованиях с сильным уменьшением плотности плазмы.

Обращает на себя внимание наличие областей с выраженной волнообразной формой возмущений плотности плазмы, которые появляются на высоте отражения ВН и уходят вверх вдоль геомагнитного поля до высот ~ 500 – 600 км. Из рисунка 2 видно, что такие возмущения сосредоточены в узких силовых трубках геомагнитного поля с поперечными размерами ~ 30 км и имеют характерный масштаб вдоль поля ~ 75 км для вечерней ионосферы и ~ 55 км для ночной. Природа образования таких возмущений пока не ясна.

Модификация в условиях дневной ионосферы, когда ВН отражается на высотах ~ 200 – 220 км, не приводит к образованию областей с сильным обеднением плазмы, возмущения плотности плазмы имеют меньшие, чем ночью, значения и большие (≥ 50 – 100 км) масштабы. На этих высотах не наблюдаются также отмеченные выше вытянутые вдоль геомагнитного поля волнообразные структуры.

В 2005 г. в НИРФИ начались исследования индуцированных излучением стэнда "Сура" плазменных возмуще-

ний на высотах ~ 710 км с помощью французского микро-спутника DEMETER (от англ. — Detection of Electromagnetic Emissions Transmitted from Earthquake Regions), который обладает уникальным набором инструментов, позволяющим измерять различные параметры плазменных возмущений. Первые измерения, выполненные в рамках программы "Сура" – DEMETER при нагреве ночной F₂-области ионосферы немодулированной ВЧ, отражающейся вблизи максимума F₂-слоя ионосферы, позволили установить следующее [42]:

- на высотах ~ 710 км наблюдаются сильные (до 5–10 %) искусственные флуктуации температуры T_e и плотности N_e электронов и плотности ионов N_i ; вариации температуры ионов T_i не превышают значений 1–2 %, определяемых уровнем ее естественных фоновых вариаций;

- появление искусственных флуктуаций T_e , N_e и N_i регистрируется на расстояниях до 400 км от центра возмущенной геомагнитной трубки, опирающейся на область ионосферы, засвеченную пучком мощных радиоволн;

- в центральной части возмущенной геомагнитной трубки наблюдается возбуждение колебаний электрического поля на частотах $f \leq 1$ кГц.

Нетрудно видеть, что, в целом, имеется хорошее согласие вариаций плотности плазмы, измеренных радиотомографическими и спутниковыми методами.

В заключение этого раздела отметим, что, несмотря на большой объем выполненных исследований свойств ИИТ, до сих пор остается неизученным ряд принципиальных вопросов. Так, отсутствие адекватных теоретических моделей генерации различных компонент ИРИ сдерживает развитие на его основе методов диагностики естественной и искусственной плазменной турбулентности. Остаются пока еще слабо изученными причины, приводящие к генерации ИИТ далеко за пределами центральной части возмущенной области, в которой происходит развитие стрикционной и тепловой (резонансной) параметрических неустойчивостей и наблюдается интенсивный разогрев плазмы. Требуют также дальнейшего изучения вопросы, связанные с природой индуцированных мощной радиоволной в возмущенной области ионосферы дрейфовых и волнообразных движений. Необходимо более детально изучить различные проявления влияния ускоренных плазменной турбулентностью электронов на динамику развития взаимодействия мощной радиоволны с плазмой и на генерацию различных составляющих ИИТ.

В данном докладе мы не ставили целью представить результаты исследований управления каналом распространения КВ- и УКВ-радиоволн за счет их рефракции на крупномасштабных ИИН или рассеяния на МИИН. Эти исследования составляют отдельную важную область проводимых на стенде "Сура" экспериментов, значительная часть которой относится к изучению механизмов дальнего распространения КВ-радиоволн в контролируемых условиях. Отметим только, что в [43] была экспериментально показана возможность управления дальним распространением коротких радиоволн путем вывода волноводных мод из ионосферного канала за счет ракурсного рассеяния на МИИН. В работе [26] было продемонстрировано, что спорадический E-слой оказывает существенное влияние на появление сигналов с частотой, превышающей максимально применимую

частоту (МПЧ) F-области, когда их вывод на поверхность Земли может осуществляться за счет ракурсного рассеяния на МИИН. Важной вехой в проведении исследований по данной тематике является выполненный в 2006 г. в рамках проекта RPO-1334-NO-02 Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF) эксперимент "Сура" – HAARP. В этом эксперименте была создана управляемая с двух концов трасса дальнего канального распространения КВ-радиоволн. Возбуждение волноводных мод ионосферного волноводного канала происходило при рассеянии радиоволн на МИИН, индуцируемых в ионосфере излучением HAARP, а вывод канальных мод осуществлялся за счет их ракурсного рассеяния на МИИН, индуцируемых стендом "Сура" [44]. Наличие такой трассы открывает новые возможности исследования свойств канального распространения радиоволн.

3. Развитие исследований эффекта генерации низкочастотных радиоволн в ионосфере под воздействием мощного модулированного коротковолнового радиоизлучения

С самого начала исследований на еще сравнительно маломощном стенде "Зименки" (мощность передатчика 100 кВт) руководителем работы Г.Г. Гетманцевым была поставлена задача по обнаружению эффекта генерации низкочастотных радиоволн в ионосфере при воздействии на нее модулированными мощными КВ-радиоволнами. Постановка этой задачи была основана на теории нелинейных явлений в плазме, развитой еще в 1950-х годах В.Л. Гинзбургом и А.В. Гуревичем [3], согласно которой при воздействии на ионосферную плазму электромагнитным сигналом, содержащим в спектре две несущие частоты, должны появиться сигналы на комбинационных частотах $f_1 \pm f_2$. После ряда попыток эффект генерации сигнала комбинационной частоты (СКЧ) на частоте $\Omega = f_1 - f_2$ был обнаружен [6, 45]. Более детальные исследования характеристик СКЧ — спектральные, поляризационные измерения, определение высоты источника низкочастотного излучения — привели к однозначному выводу о природе этого радиоизлучения. Было установлено, что механизм генерации наблюдаемых СКЧ непосредственно связан с модуляцией квазистационарных ионосферных токов, постоянно присутствующих в ионосфере на высотах динамо-области (≈ 70 –130 км) [46, 47]. В 1981 г. было зарегистрировано открытие "Явление генерации электромагнитных волн ионосферными токами под воздействием на ионосферу модулированного коротковолнового радиоизлучения". Открытый эффект получил название "эффект Гетманцева" [48]. При современных потенциалах нагревных стендов ($P_{эфф} \approx 100$ –300 МВт) и развитых методах диагностики низкочастотные излучения уверенно регистрируются не только в ОНЧ-диапазоне на частотах 0,5–10 кГц, но и в диапазоне геомагнитных пульсаций на частотах ≤ 10 Гц.

После ввода в строй в 1981 г. стенда "Сура" (суммарная мощность КВ-передатчиков стенда $P = 750$ кВт), появилась возможность проводить исследования на качественно новом уровне, поскольку в несколько раз повысился уровень ионосферного сигнала, что позволило выполнить более тщательную проверку положе-

ний развитой к тому времени теории эффекта генерации СКЧ [49, 50]. Кроме того, специально для проведения исследований эффектов в нижней ионосфере в 1985 г. на базе стенда "Сура" были дополнительно построены два СВ-передатчика (с суммарной мощностью $P = 200$ кВт), нагруженных на 8-элементную антенную решетку зенитного излучения волн с круговой поляризацией на частоте, близкой к гирочастоте электронов в ионосфере. Это обеспечило более эффективный омический нагрев плазмы и существенно расширило возможности проводимых исследований. Результаты выполненных на стенде "Сура" экспериментов и их сопоставление с теоретическими представлениями суммированы в обзоре [51].

Проведенные на стендах "Зименки" и "Сура" эксперименты позволили изучить:

- спектральные характеристики СКЧ;
- суточный ход интенсивности СКЧ и ее зависимость от частоты, поляризации и мощности ВН;
- поляризационные характеристики СКЧ;
- тонкую структуру ионосферных токов;
- зависимость параметров низкочастотного сигнала от высоты положения источника.

В настоящее время достаточно хорошо отработаны методики приема и обработки СКЧ, найдены оптимальные условия их генерации. Это позволяет сегодня использовать эффект Гетманцева для диагностики параметров нижней ионосферы (динамо-области, в которой протекают наиболее мощные ионосферные токи) и магнитосферы, а также для глубинного зондирования земной поверхности. При этом можно получать информацию относительно:

- электрических полей и токов в ионосфере и магнитосфере Земли;
- волноводных и резонансных свойств ионосферы и условий распространения низкочастотного излучения в волноводе Земля–ионосфера, прохождения излучения через ионосферу и его распространения в магнитосфере Земли;
- характеристик взаимодействия низкочастотных волн с энергичными протонами в радиационных поясах Земли;
- влияния сейсмической активности и внутренних гравитационных волн на динамику верхней атмосферы;
- глубинного распределения проводимости земной поверхности, что дает сведения о ее геологической структуре.

С использованием предоставляемых стендом "Сура" возможностей управления пучком мощных радиоволн в пространстве были выполнены исследования нового типа ионосферного источника — антенны бегущей волны в диапазоне нескольких килогерц — и изучены диаграммные свойства движущегося ионосферного источника [52], что, по сути, представляет собой излучение Вавилова–Черенкова от сверхсветового "зайчика", формирующегося в ионосфере качающейся диаграммой направленности. Способность стенда работать одновременно на двух частотах ω_1 и ω_2 позволила также исследовать кубическую тепловую нелинейность, что, в свою очередь, дало возможность генерировать в ионосфере низкочастотный сигнал с частотой $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ без использования амплитудной модуляции радиоволн, посылаемых в ионосферу [53].

В работе [54] было предсказано, что в ионосфере должна существовать естественная резонансная струк-

тура — ионосферный альвеновский резонатор (ИАР), расположенный на высотах 100–1000 км, который был открыт экспериментально в [55]. Измерение его параметров сейчас широко используется для диагностики верхней ионосферы.

Развитые в процессе проведения исследований техника и методы измерения слабых низкочастотных электромагнитных излучений с успехом применяются для изучения естественного шумового фона в диапазоне частот 10^{-3} –10 Гц, который занимает особое место в геофизических исследованиях, поскольку в этот диапазон попадают частоты основных резонансов околоземного пространства: магнитогидродинамические (МГД) резонансы магнитосферы Земли, альвеновские резонансы отдельных силовых трубок геомагнитного поля, шумовские резонансы полости Земля–ионосфера, частоты альвеновских мазеров — генераторов короткопериодных геомагнитных пульсаций, а также частоты ионосферного альвеновского резонатора. Это позволяет проводить исследования динамики процессов в магнитосфере Земли, изучать свойства МГД-волн в области ИАР на высотах F-области ионосферы, изучать эффективность возбуждения ИАР различными источниками (магнитосферными, ОНЧ-излучением от нагревного стенда, потоками энергичных частиц), диагностировать верхнюю ионосферу на высотах 300–3000 км по характеристикам пространственно-временного поведения спектра атмосферного шумового фона, вариации которого связаны с изменениями геофизических условий и крупномасштабной структурой профиля электронной концентрации в верхней части F-области.

Низкочастотные сигналы, генерируемые в ионосфере стендом "Сура" в диапазоне крайне низких частот (КНЧ), используются в качестве контролируемого источника для развития новых методов измерений пространственных характеристик радиоволн с частотой менее 30 Гц. В частности, в 2005 г. был опробован дифференциальный метод градиентометрии [56], основой которого является возможность регистрации на шумовом фоне большой мощности слабых сигналов путем регистрации амплитуды в двух пространственно разнесенных точках с последующим их вычитанием. Например, поскольку грозовой шум однороден на больших пространственных масштабах, синхронные записи, полученные в двух разделенных несколькими десятками или даже несколькими сотнями километров пунктах обладают высокой степенью когерентности. Это позволяет (рис. 3) выделять и экспериментально исследовать слабые эмиссии с малыми масштабами когерентности.

В настоящее время исследования эффекта генерации низкочастотных радиоволн ионосферным источником интенсивно развиваются в США в экспериментах на нагревных стендах HAARP и HIPAS. Цель этих исследований — поиск возможностей повышения интенсивности и надежности ионосферного источника до уровня требований, необходимых для решения задач связи, зондирования земных недр и магнитосферы. Что касается стенда "Сура", то перспективы его использования связаны с развитием современных автоматизированных систем управления параметрами и режимом его работы, с восстановлением радиопередающего комплекса с частотой излучения, близкой к гирочастоте электронов, использование которого значительно расширяет возможности стенда для генерации СКЧ, а также с разработкой

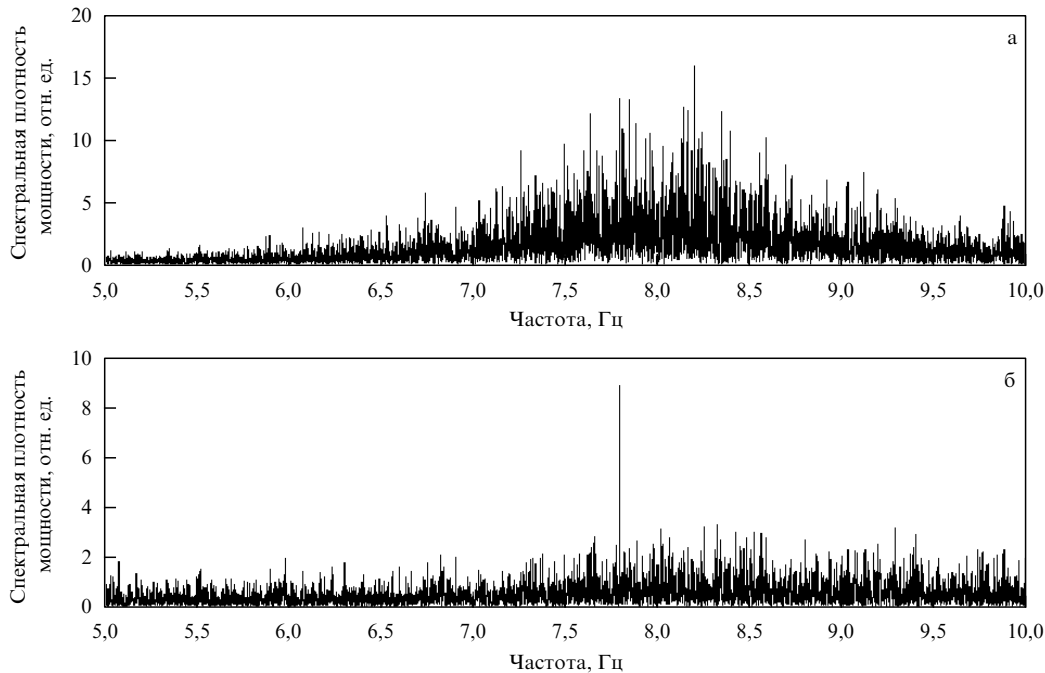


Рис. 3. Спектральные плотности мощности сигналов двух датчиков (а) и спектральная плотность мощности разностного сигнала (б), где хорошо виден сигнал на частоте 7,8 Гц.

новых сверхмощных импульсных оконечных каскадов. Это даст возможность продолжить на новом уровне исследования с целью развития практических приложений ионосферной генерации низкочастотных радиоволн.

4. Искусственные периодические неоднородности

Воздействие мощных радиоволн на ионосферную плазму сопровождается не только развитием ИИТ, но и созданием упорядоченных структур. К ним, в первую очередь, относятся искусственные периодические неоднородности (ИПН), которые создаются в поле мощной стоячей радиоволны, возникающей в результате интерференции падающей и отраженной от ионосферы волн. В 1970 г. И.М. Виленский предсказывал в [57], что в пучностях стоячей волны будет происходить нагрев электронного газа с образованием периодической температурной структуры с пространственным периодом, равным половине длины мощной радиоволны. Температурные неоднородности в свою очередь будут формировать неоднородности электронной концентрации.

Эксперименты по обнаружению ИПН были инициированы Г.Г. Гетманцевым в начале выполнения исследований на нагревном стенде "Зименки" (НИРФИ). Такие неоднородности были обнаружены в 1975 г. [7]. Дальнейшие исследования показали, что ИПН формируются в высотном интервале от ~ 60 км до высоты отражения мощной радиоволны в ионосфере. На основе теоретических и экспериментальных исследований было установлено, что процессы образования и релаксации ИПН, которые оказались значительно сложнее, чем предсказывалось И.М. Виленским, имеют разную физическую природу в разных слоях ионосферы. Так, на высотах области D ($h \approx 50-90$ км) образование ИПН обусло-

влено температурной зависимостью коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода; в области E ($h \approx 90-130$ км) неоднородности создаются вследствие диффузионного перераспределения плазмы под действием избыточного давления электронной компоненты, нагретой в пучностях стоячей радиоволны; наконец, в области F ($h \approx 200-350$ км) ИПН образуются под действием пондеромоторной стрикционной силы с возбуждением ионно-звуковых колебаний [58].

Поскольку ИПН упорядочены в пространстве, то рассеянные ими радиоволны будут иметь значительную амплитуду только в случае синфазного сложения сигналов от всех неоднородностей, находящихся в исследуемом объеме. Это накладывает определенные условия на длины волн мощного передатчика и импульсного радиолокатора. Условие резонансного рассеяния (условие Брэгга – Вульфа) в случае обратного рассеяния от ИПН означает выполнение равенства $\lambda_1 = \lambda_2$, где λ_1 и λ_2 — соответственно длины волн мощного радиоизлучения, создающегося в плазме ИПН, и радиолокатора. Это обстоятельство обусловило другое часто употребляемое название метода — метод резонансного рассеяния радиоволн. Условие $\lambda_1 = \lambda_2$ можно выполнить в двух случаях, которые, по сути, определяют два возможных способа наблюдения и регистрации ИПН. Первый способ, который применялся в большинстве экспериментов, основан на создании и локализации ИПН волнами одной частоты и поляризации. В этом случае условием регистрации ИПН является равенство $f_1 = f_2$ и рассеянный сигнал наблюдается со всех высот, на которых ИПН имеют достаточную амплитуду. Второй способ требует для создания ИПН и их локализации применения радиоволн с разной частотой и разной поляризацией. Тогда условием регистрации рассеяния от ИПН будет соотношение $f_1 n_1^{o,x} = f_2 n_2^{x,o}$, где n_1 и n_2 — показатели преломления обыкновенной (верхний индекс "0") и необыкновенной

(верхний индекс "х") волн на соответствующих частотах. При заданных частотах f_1 и f_2 последнее условие практически однозначно определяет электронную концентрацию, что лежит в основе определения высотной зависимости электронной концентрации $N(h)$.

Для получения высотного профиля электронной концентрации $N_e(h)$ необходимо перестраивать радиолокатор в диапазоне ~ 1 МГц около частоты нагревного передатчика и регистрировать высоты сигналов, рассеянных на ИПН. Важной особенностью метода является возможность измерения $N_e(h)$ -профиля в долине (межслоевой впадине) между областями E и F. В этом методе верхний (по высоте) предел измерения обусловлен высотой отражения мощной волны, а нижний — шириной спектра зондирующего импульса Δf_2 . При $f_1 - f_2 < \Delta f_2$ пространственный синхронизм между волной, создающей ИПН, и зондирующей их диагностической волной выполняется почти на всех высотах области D, поэтому определить высоту рассеянного сигнала становится трудно. Преодоление этой трудности возможно путем измерения фазы рассеянного сигнала, так как набег фазы по высоте пропорционален интегральной величине электронной концентрации. На этом основан фазовый способ измерения электронной концентрации [58].

Для создания ИПН обычно используются волны с необыкновенной поляризацией, поскольку они не возбуждают неустойчивостей ионосферной плазмы и, следовательно, с меньшими потерями отражаются от F-области ионосферы, причем отраженная волна обладает более регулярными характеристиками. Как правило, мощная радиоволна излучается на частотах $\sim 4-6$ МГц. Измерения методом резонансного рассеяния проводятся следующим образом. Воздействие на ионосферу осуществляется с периодом в несколько десятков секунд. В каждом цикле измерений для создания ИПН мощный передатчик несколько секунд работает в непрерывном режиме, излучая вертикально вверх волны с необыкновенной поляризацией, а затем переводится в импульсный режим, в котором излучает короткие импульсы (длительностью 20–30 мкс) с той же частотой и поляризацией. Частота повторения радиоимпульсов составляет несколько десятков герц. Рассеянные сигналы от каждого из зондирующих импульсов принимаются вспомогательной антенной решеткой. Из принятых сигналов выделяется требуемая волна с круговой поляризацией, которая усиливается приемником. Амплитуда этой волны регистрируется в цифровом виде с помощью аналого-цифрового преобразователя в интервале высот 50–400 км в виде синусной и косинусной составляющих. Схема эксперимента представлена на рис. 4, пример регистрации сигналов приведен на рис. 5.

Первичная обработка данных состоит в вычислении амплитуды и фазы сигнала на каждой высоте для каждого цикла нагрева и аппроксимации их временной зависимости линейными функциями вида $\ln A(t) = \ln A_0 - t/\tau$, где τ характеризует время жизни ИПН после выключения нагревного передатчика. Понимание процессов образования ИПН на разных высотах позволило разработать новые способы определения основных параметров атмосферы и ионосферной плазмы. Все эти способы основаны на создании ИПН, локации их пробными радиоволнами, приеме сигналов, рассеянных неоднородностями, определении высотно-временных характеристик рассеянных сигналов.

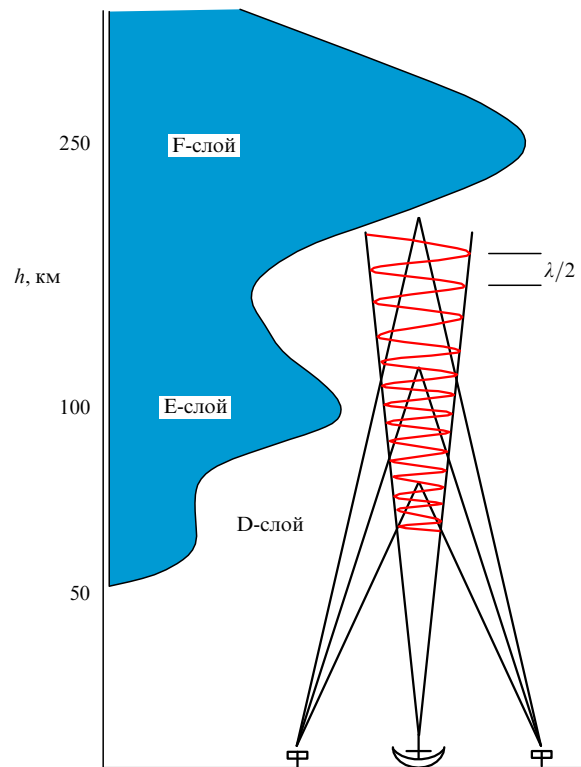


Рис. 4. Схема создания в ионосфере искусственных периодических неоднородностей ионосферной плазмы и локации их импульсными сигналами.

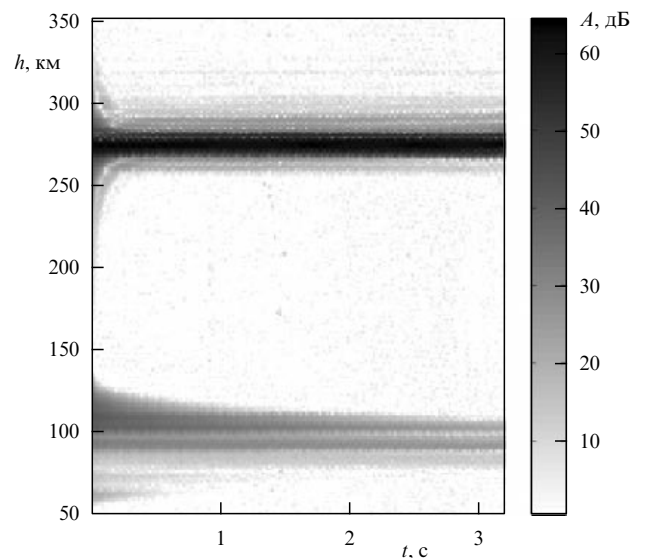


Рис. 5. Пример регистрации сигнала, рассеянного на ИПН. Максимальный сигнал в области E на высотах 100–130 км, слабый сигнал в D-области (60–80 км). На высоте 270 км зеркально отраженный сигнал от F-слоя и ниже быстро затухающий ионный звук.

Теория образования ИПН и основные результаты экспериментальных исследований ионосферы данным методом подробно изложены в монографии [58]. На основе применения ИПН можно определять:

- высотное распределение электронной концентрации, в том числе для межслоевой E-F-впадины (высоты 60–250 км);

- температуру и плотность атмосферы на высотах E-области (100–130 км);
- скорость вертикального движения в D- и E-областях (60–130 км);
- характерную турбулентную скорость на высотах турбопаузы и высоту турбопаузы (90–100 км);
- относительную концентрацию отрицательных ионов кислорода, концентрацию атомарного кислорода и возбужденного молекулярного кислорода в состоянии $^1\Delta_g$ в D-области (60–90 км);
- ионный состав спорадического слоя E (85–130 км);
- электронную и ионную температуры в F-области (200–300 км).

Кроме перечисленного выше, метод резонансного рассеяния сигналов на ИПН позволяет также определять параметры внутренних гравитационных волн и их спектральные характеристики, исследовать неоднородную структуру нижней ионосферы, в том числе расслоение регулярного E-слоя, обнаруживать слабые спорадические слои ионизации, недоступные для регистрации обычными ионозондами, дополнительные слои в профилях электронной концентрации, начиная с нижней части D-области и вплоть до высоты максимума F-слоя, исследовать особенности восходных и заходных явлений в области D.

Метод исследования ионосферы с помощью ИПН продолжает развиваться. Недавно предложен новый способ определения электронной концентрации по измерениям времени релаксации ИПН на двух достаточно разнесенных частотах [59]. При этом появляется возможность более точного измерения высотного профиля электронной концентрации в E-области, температуры и плотности нейтральной атмосферы на высотах 90–115 км, а также определения независимо друг от друга коэффициента амбиполярной диффузии и скорости турбулентного движения.

Сравнивая метод ИПН с другими дистанционными методами зондирования ионосферы, можно заключить, что этот метод значительно превосходит их по информативности. Способы определения параметров плазмы с помощью ИПН имеют высокое временное разрешение, чем выгодно отличаются, например, от метода некогерентного рассеяния, и могут соперничать с ракетными исследованиями, значительно превосходя их по экономичности. Метод экологически чист, так как не вносит в атмосферу дополнительных примесей. Нагрев электронной компоненты плазмы при измерениях незначителен и не нарушает теплового баланса нейтральной атмосферы. Важно, что все способы диагностики плазмы с помощью ИПН легко объединяются в одну комплексную методику, которая позволяет проводить исследования и вести мониторинг ионосферы в широком интервале высот — от области D до области F [58].

5. Заключение

В настоящем сообщении кратко отражены основные результаты исследований по модификации ионосферы мощным КВ-радиоизлучением, которые были выполнены в 1973–2006 гг. сначала на нагревном стенде "Зименки", а с 1981 г. на стенде "Сура". Обнаруженные в этих экспериментах новые эффекты намного превосходили ожидаемые явления, определяемые омическим нагревом плазмы мощными радиоволнами. Проведенные экспери-

менты позволили исследовать свойства различного типа неустойчивостей, приводящих к генерации искусственной ионосферной турбулентности, изучить механизмы генерации сигналов комбинационных частот и указать области их практического использования, разработать новые радиофизические методы измерения параметров ионосферы и плазменной турбулентности с помощью искусственных периодических неоднородностей, искусственного радиоизлучения ионосферы и ракурсного рассеяния радиоволн КВ- и УКВ-диапазонов. Это открыло новые перспективы исследований, в которых ионосфера будет использоваться как природная плазменная лаборатория, где возможна постановка экспериментов по широкому кругу проблем физики плазмы, геофизики и физики космоса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 04-02-17333, 04-02-16612, 05-02-16493, 04-05-64140, 05-05-64111, 05-05-64304 и 06-05-64995) и INTAS (грант 03-51-5583).

Список литературы

1. Genkin L G, Erukhimov L M *Phys. Rep.* **186** 97 (1990)
2. Bailey V A *Philos. Mag.* **23** 929 (1937)
3. Гинзбург В Л, Гуревич А В *УФН* **70** 201, 393 (1960)
4. *Radio Sci.* **9** (11) (1974)
5. Гетманцев Г Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **18** 621 (1973)
6. Гетманцев Г Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **20** 229 (1974)
7. Беликович В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **22** 497 (1975)
8. *J. Atm. Terr. Phys.* **44** (12) (1982)
9. *J. Atm. Terr. Phys.* **47** (12) (1985)
10. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **59** (18) (1997)
11. *Изв. вузов Радиофизика* **37** (5) (1994)
12. *Изв. вузов Радиофизика* **42** (7, 8) (1999)
13. *Изв. вузов Радиофизика* **48** (9) (2005)
14. Frolov V L et al. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **59** 2317 (1997)
15. Васьков В В, Гуревич А В *Изв. вузов. Радиофизика* **16** 188 (1973)
16. Грач С М и др. "Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосферной плазме", в сб. *Тепловые нелинейные явления в плазме* (Отв. ред. В Ю Трахтенгерц) (Горький: ИПФ АН СССР, 1979) с. 46
17. Васьков В В и др. "Самофокусирующая и резонансная неустойчивость в ионосфере", в сб. *Тепловые нелинейные явления в плазме* (Отв. ред. В Ю Трахтенгерц) (Горький: ИПФ АН СССР, 1979) с. 81
18. Литвак А Г *Изв. вузов. Радиофизика* **11** 1433 (1968)
19. Гуревич А В, Зыбин К П, Карлсон Х С *Изв. вузов. Радиофизика* **48** 772 (2005)
20. Ерухимов Л М и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **30** 208 (1987)
21. Насыров А М *Рассеяние радиоволн анизотропными ионосферными неоднородностями* (Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1991)
22. Frolov V L *Int. J. Geomagn. Aeronom.* **4** (2) 159 (2003)
23. Yampolski Y M et al. *J. Geophys. Res.* **102** (A4) 7461 (1997)
24. Blagoveshchenskaya N F et al. *Ann. Geophys.* **24** 2333 (2006)
25. Koloskov A V et al. *J. Geophys. Res.* **107** (A7); SIA1 (2002)
26. Урядов В П и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **47** 722 (2004)
27. Ponomarenko P V, Leyser T B, Thidé B *J. Geophys. Res.* **104** (A5) 10081 (1999)
28. Kagan L M et al. *Radio Phys. Radio Astron.* **11** 221 (2006)
29. Беликович В В и др., в сб. *XIII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн, Горький, июнь 1981*: Тез. докл. Ч. 1 (М.: Наука, 1981) с. 107
30. Thidé B, Kopka H, Stubbe P *Phys. Rev. Lett.* **49** 1561 (1982)
31. Leyser T B *Space Sci. Rev.* **98** 223 (2001)
32. Frolov V L et al. *Geophys. Res. Lett.* **28** 3103 (2001)
33. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **41** 313 (1998)
34. Сергеев Е Н и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **42** 619 (1999)
35. Фролов В Л и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **48** 110 (2005)
36. Фролов В Л, Сергеев Е Н, Штуббе П *Изв. вузов. Радиофизика* **45** 121 (2002)
37. Фролов В Л и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **49** 643 (2006)

38. Бахметьева Н В и др. *Геомагнетизм и аэрономия* **32** (3) 180 (1992)
39. Grach S M et al. *Ann. Geophys.* **20** 1687 (2002)
40. Tereshchenko E D et al. *Phys. Lett. A* **325** 381 (2004)
41. Nygrén T et al. *Radio Sci.* **32** 2359 (1997)
42. Frolov V L et al. *Ann. Geophys.* (2006) (submitted for publ.)
43. Uryadov V P et al. *J. Atm. Terr. Phys.* **57** 1263 (1995)
44. Frolov V L et al. "Artificial Ionospheric Turbulence and Radio Wave Propagation", in *RF Ionospheric Interactions Workshop. 25–28 April 2006, Santa Fe, New Mexico, USA* Summary of presentations on CD #7
45. Беликович В В и др. *УФН* **113** 732 (1974)
46. Котик Д С, Трахтенгерц В Ю *Письма в ЖЭТФ* **21** 114 (1975)
47. Капустин И Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **25** 248 (1977)
48. Гетманцев Г Г и др. "Явление генерации электромагнитных волн ионосферными токами под воздействием на ионосферу модулированного коротковолнового радиоизлучения" *Бюлл. изобрет.* (8) 3 (1981)
49. Беллюстин Н С и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **18** 1323 (1975)
50. Котик Д С и др. "К теории сигналов комбинационных частот", в сб. *Нелинейные явления в ионосфере* (Мурманск: Изд-во ПГИ КФ АН СССР, 1979) с. 114
51. Беляев П П и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **30** 248 (1987)
52. Котик Д С и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **37** 783 (1994)
53. Kotik D S, Ermakova E N *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **60** 1257 (1998)
54. Поляков С В, Рапопорт В О *Геомагнетизм и аэрономия* **21** 816 (1981)
55. Belyaev P P et al. *J. Atm. Terr. Phys.* **52** 781 (1990)
56. Поляков С В и др. *Изв. вузов. Радиофизика* (2006) (в печати)
57. Виленский И М *Докл. АН СССР* **191** 1041 (1970)
58. Беликович В В и др. *Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей* (Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999) с. 155
59. Беликович В В и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **49** 744 (2006)