

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 $v_{||} = \beta_{||}c$ 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

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

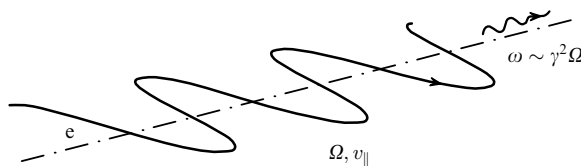


Рис. 1. Идея "доплертрона": колеблющийся и быстро перемещающийся заряд излучает вперед на частотах, во много раз превышающих частоту его колебаний.

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

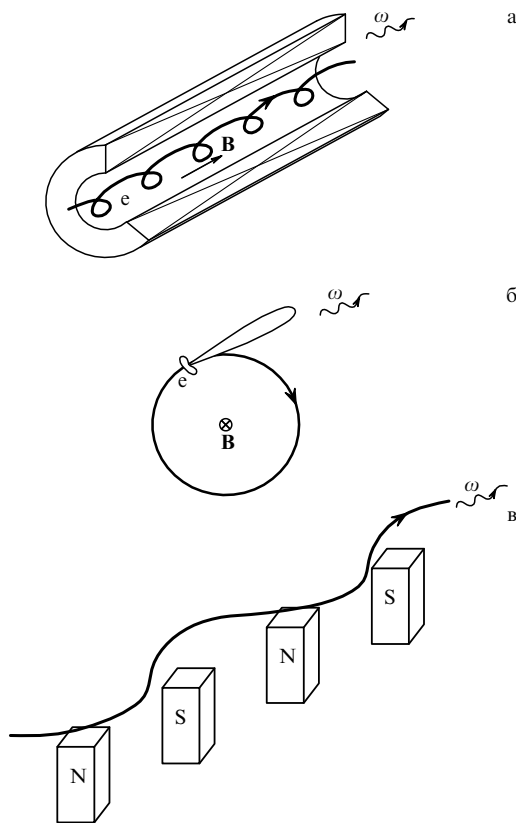


Рис. 2. Примеры "доплертронов": циклотронный (а) и синхротронный (б) в однородном магнитном поле, ондуляторный в пространственно-периодическом магнитном поле (в).

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-

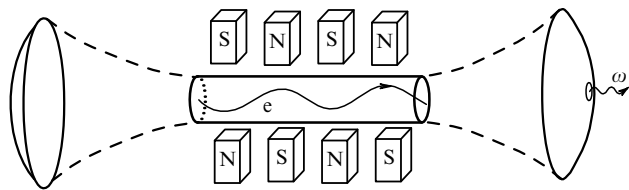


Рис. 3. Схема лазера на свободных электронах с ондулятором и открытым резонатором. Электроны группируются в продольном направлении (как в лампе бегущей волны) под действием комбинационной волны, образованной излучаемой волной и пространственно-периодическим полем ондулятора (магнитостатической волной).

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

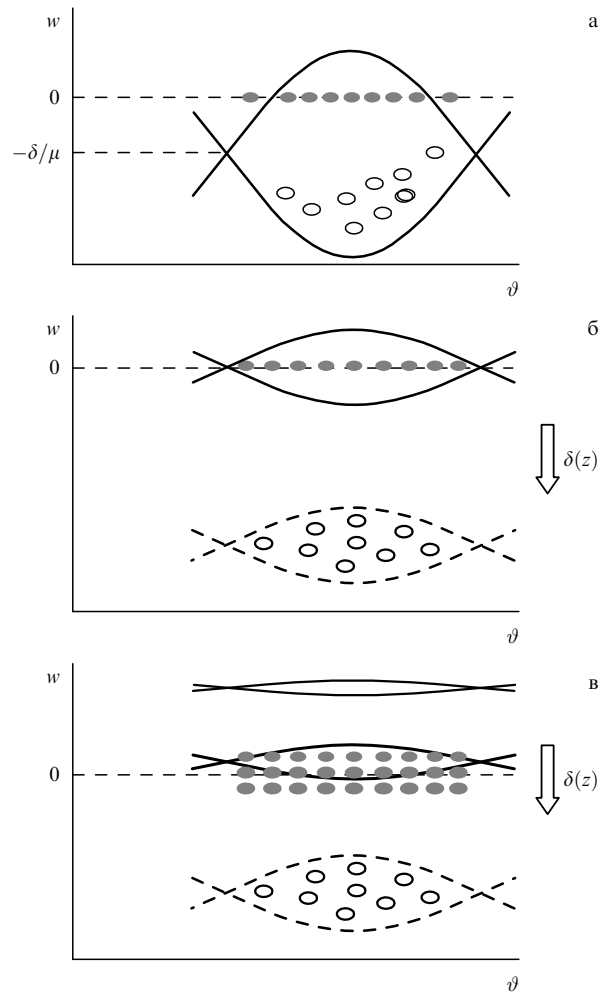


Рис. 4. Сравнение лазеров на свободных электронах с постоянными и изменяющимися вдоль длины параметрами ондуляторов на фазовой плоскости "относительное изменение энергии — фаза электрона". При постоянных параметрах (а) частицы собираются в сгусток, который опускается на дно "бакета", образованного волной 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 $\mu = (c^2 k_{||}^2 / \omega^2) - 1$, 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

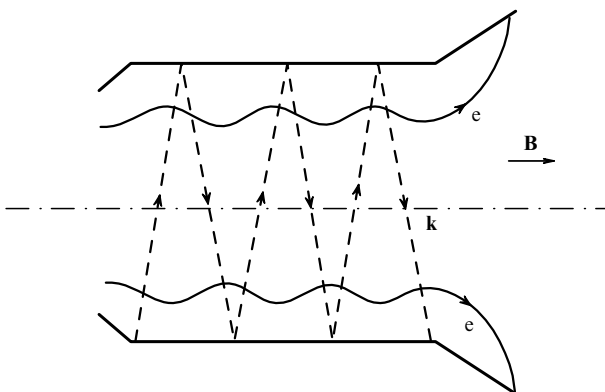


Рис. 5. Схема гиротрона с открытым резонатором в виде участка слабонерегулярного цилиндрического волновода и трубчатый электронным пучком. Парциальные волны, образующие поле рабочей моды, распространяются почти поперек магнитного поля, что приводит к малой доплеровской поправке к частоте и очень слабой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