

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Проблемы теории релятивистской
плазменной СВЧ-электроники

М. Биро, М.А. Красильников, М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе

Дан обзор теоретических исследований широкополосных источников СВЧ-волн, основанных на вынужденном черенковском излучении релятивистских электронных пучков в плазменном волноводе. Развитие такой теории диктуется экспериментами последних лет по шумовым плазменным источникам СВЧ-излучения с использованием сильноточных релятивистских электронных пучков. Хотя в работе обсуждаются лишь теоретические проблемы, все оценки и расчеты делаются для параметров реальных экспериментов, проводимых в Институте общей физики РАН и частично уже обсуждавшихся в печати. Дается также предварительное, далеко не полное, сопоставление теоретических результатов с экспериментальными.

PACS numbers: 41.75.Ht, 52.60.+h, 52.70.Gw

Содержание

1. Введение (1025).
 2. Исходные предположения и уравнения (1027).
 3. Плазменные волны (1027).
 4. Линейная теория усиления плазменных волн релятивистским электронным пучком (1029).
 5. Генерация (1033).
 6. Эффективность плазменного СВЧ-усилителя (1034).
 7. Нелинейные уравнения плазменного усилителя (1036).
 8. Пространственная динамика усиления и спектры плазменного усилителя (1038).
 9. Заключение (1041).
- Список литературы (1041).

1. Введение

Уже более 25 лет существует и интенсивно развивается релятивистская плазменная СВЧ-электроника как теоретическая, так и экспериментальная. За эти годы мы в

различном сочетании авторов периодически публиковали обзоры достижений в данной области науки на страницах УФН [1–4] и в других изданиях [5–8]¹. И почти каждый раз в наших обзорах имелись слова типа "Плазменная СВЧ-электроника как наука зародилась в 1949 г. после пионерских работ А.И. Ахиезера и Я.Б. Файнберга [11] и Д. Бома и Е. Гросса [12], предсказавших явление пучковой неустойчивости в плазме". Итог этих первых и многих последующих работ начального этапа становления теоретической плазменной СВЧ-электроники подведен в обзорах [13, 14]².

Значительно позже стало ясно, что явление пучковой неустойчивости в плазме весьма многообразно по механизмам и проявлениям. Так, выяснилось, что наибольший интерес для создания источников электромагнитных СВЧ-волн представляют неустойчивости, обусловленные вынужденным черенковским излучением электронным пучком собственных электромагнитных колебаний плазмы. Причем в зависимости от плотности пучка вынужденное излучение может быть эффектом типа волна – частица (одночастичный эффект Черенкова) или волна – волна (коллективный эффект Черенкова) [4, 8, 16]³. Кроме того, оказалось, что из-за отрицательности диэлектрической проницаемости плазмы электронный пучок может стать неустойчивым и безотносительно к каким-либо процессам излучения [18–21]. К началу 80-х годов с этими и многими другими тонкостями и сложностями явления пучковой неустойчивости в плазме, как отмечалось нами в обзоре [2], теоретики в основном справились. Начался этап разработки последовательной нелинейной теории и комплекса методов и подходов,

М. Биро. Эколь Политехник, Франция

Тел. 33 (1) 69-33-32-74

Факс 33 (1) 69-33-30-23

E-mail: birau@lpmi.polytechnique.fr

М.А. Красильников, М.В. Кузелев. Московский государственный университет печати, 127550 Москва, ул. Прянишникова 2а, Россия
Тел. (095) 976-40-88

Факс (095) 976-06-35

А.А. Рухадзе. Институт общей физики РАН,

117942 Москва, ул. Вавилова 38, Россия

Тел. (095) 135-02-47

Факс (095) 135-02-70

Статья поступила 26 ноября 1996 г.,
после доработки 18 марта 1997 г.

¹ См. также монографии [9, 10].² См. также монографию [15].³ См. также монографию [17].

способных объяснять и даже предсказывать результаты современных экспериментов. Надо заметить, что некоторые из первых работ по нелинейной теории пучково-плазменного взаимодействия были выполнены значительно раньше [22–25]. Результаты этих работ относятся главным образом к взаимодействию слабoreлятивистских электронных пучков с потенциальными колебаниями плазмы, т.е. к случаю, мало интересному для релятивистской плазменной СВЧ-электроники.

Параллельно с теорией развивался и эксперимент по возбуждению электронным пучком в плазме электромагнитных волн и излучению их из плазмы. Первые многочисленные эксперименты 50-х и 60-х годов показали, однако, что излучение это было малоинтенсивным. Позже выяснилось, что дело заключалось не в низкой эффективности пучково-плазменного взаимодействия, а в нерелятивизме электронного пучка. Возбуждаемые такими пучками волны были сильно потенциальными, а поэтому плохо излучались из объема плазмы. Прекрасный исторический обзор этого нерелятивистского периода плазменной СВЧ-электроники дан в [26].

С появлением импульсных источников плотных релятивистских электронных пучков в конце 60-х и начале 70-х годов сразу же появились работы по применению таких пучков в различных областях науки и техники, в том числе и в СВЧ-электронике [27, 28]⁴. Годом рождения релятивистской СВЧ-электроники считается 1972 год, когда в совместной работе ИОФАН (тогда ФИАН) и ИПФАН (тогда НИРФИ) был экспериментально реализован первый достаточно высокоэффективный черенковский СВЧ-генератор типа ЛОВ на релятивистском электронном пучке [31]⁵. Правда, работал генератор на вынужденном черенковском излучении плотного пучка релятивистских электронов в вакуумной замедляющей структуре, т.е. относился к приборам релятивистской вакуумной СВЧ-электроники. Успехи релятивистской вакуумной СВЧ-электроники подробно отражены в работе [33] и сборниках [34].

Первый же плазменный СВЧ-генератор на вынужденном черенковском излучении релятивистского электронного пучка в плазменном волноводе (типа ЛБВ) появился позже, в 1982 году, и подробно экспериментально изучался в многочисленных работах [6, 34–37], выполненных, в основном, в ИОФАНе.

Экспериментальным исследованиям предшествовали теоретические работы [38–40], в которых были сформулированы основные принципы плазменной релятивистской СВЧ-электроники. В этих же и в последующих [2–5, 8, 10] работах были обоснованы главные преимущества релятивистских черенковских плазменных источников СВЧ-излучения по сравнению с традиционными вакуумными источниками излучения типа ЛБВ и ЛОВ. К таким преимуществам, в частности, относятся сравнительно легкая перестраиваемость частоты излучения путем изменения плотности плазмы и возможность создания как узкополосных, почти монохроматических, так и широкополосных, шумовых, источников СВЧ с реализа-

цией либо одночастичного, либо коллективного механизмов вынужденного черенковского излучения релятивистским электронным пучком плазменных электромагнитных волн. Эти преимущества на сегодняшний день — плод не только теоретических исследований, они уже продемонстрированы в экспериментах [6, 7, 41, 42].

К важным преимуществам плазменных источников СВЧ-излучения следует добавить недавно полученные результаты теоретического анализа их эффективности. В работах [43–46] показано, что при использовании в релятивистских плазменных СВЧ-усилителях диодов с магнитной изоляцией автоматически достигается оптимальная эффективность излучения (порядка 20 %) и при энергиях электронов пучка выше 1 МэВ практически не меняется (конечно, при соответствующей длине усилителя). Подробнее вопрос об эффективности ввиду его важности будет освещен ниже.

Отметим также среди важных преимуществ и возможность реализации в плазменных источниках длинноимпульсной генерации и усиления мощного СВЧ-излучения. Это есть следствие удаленности сильного высокочастотного поля плазменных волн от металлических поверхностей и отсутствия пробоев на стенках "замедляющих" структур, являющихся камнем преткновения для мощных вакуумных источников СВЧ-излучения [47–50] (см. также сборники [34]).

Следует отметить, что до последних лет основная направленность экспериментальных работ по возбуждению СВЧ-излучения в плазме определялась стремлениями получить узкополосное когерентное излучение с возможно более высокой эффективностью и продвигаться в коротковолновую область спектра — от сантиметров к миллиметрам. Естественно, такой же была и направленность теоретических работ, в которых, в основном, исследовались одномодовые (или одноволновые) монохроматические и квазимонохроматические плазменно-пучковые источники СВЧ-излучения. Приведенные выше обзоры (см. также [5–10]) именно таким источникам и посвящались. Однако экспериментальные исследования последних лет показали [41, 42], что в плазменных источниках СВЧ в силу различных причин возможно уширение спектра частот излучения. К уширению спектра частот приводят, например, увеличение тока пучка и повышение мощности излучения в целом. Да и сам характерный вид закона дисперсии плазменных волн (в непотенциальной области — почти линейный) способствует легкому возбуждению этих волн в широком частотном диапазоне. Иными словами, в экспериментальных работах последних лет наметился путь к созданию широкополосных шумовых источников мощного СВЧ-излучения, основанных на вынужденном черенковском излучении сильноточных релятивистских электронных пучков в плазме.

Параллельно с экспериментом развивалась и теория. В работах [43–45, 51, 52] изучалось уширение спектра излучения, обусловленное: нелинейностью пучка (генерация гармоник основной моды СВЧ-поля), сильноточностью пучка и геометрией пучково-плазменной системы (переход от одночастичного режима волна — частица к коллективному режиму волна — волна), захватом в полосу усиления большого числа продольных мод, поперечной неоднородностью вынужденного излучения, нелинейным сдвигом частоты пучковых и плазменных волн. Сравнение теоретических результатов с дан-

⁴ См. также монографии [9, 29, 30].

⁵ Были получены следующие экспериментальные параметры: мощность выходного излучения до 300 МВт, длительность импульса генерации около 20 нс, к.п.д. генератора порядка 14 %, длина волны излучения 3 см. Почти немедленно эти результаты были подтверждены в США [32].

ными экспериментов [41, 42] качественно подтвердило правильность развиваемых теоретических представлений. И хотя это сравнение еще далеко не завершено, в основном из-за неполноты экспериментальных данных, имеющихся на сегодняшний день, мы решили представить в УФН обзор результатов указанных выше теоретических работ с привязкой этих результатов к конкретным условиям реального эксперимента. Основное внимание в настоящей работе сосредоточено на проблеме усиления СВЧ-волн в плазме. Проблема генерации рассмотрена в теоретических работах [44, 45, 53]. Если же говорить об экспериментах, по крайней мере самых поздних, то в [41] был, скорее всего, реализован плазменный СВЧ-усилитель, а в [42] — СВЧ-генератор. Так что определенный экспериментальный материал для сопоставления с результатами теории уже имеется.

2. Исходные предположения и уравнения

Предположим, что релятивистский электронный пучок распространяется вдоль оси некоторого металлического волновода. Местом инжекции пучка в волновод является плоскость $Z = 0$ (Z — координата вдоль оси волновода), а в плоскости $Z = L$ расположен коллектор и начинается рупор для вывода излучения. Пучок инжектируется строго вдоль оси волновода. Помимо пучка в волноводе присутствует плазма. В невозмущенном состоянии плотности пучка и плазмы не зависят от Z . В поперечном же направлении их плотности неоднородны. И пучок, и плазма холодные, статические заряд и ток пучка нейтрализованы, медленные движения ионов плазмы не учитываются. Предположим также, что движение электронов плазмы описывается линейными уравнениями и имеется внешнее сильное продольное магнитное поле, допускающее движение электронов пучка и плазмы только вдоль оси Z . Законность этих предположений и то, к чему может привести их нарушение, обсуждены, например, в [10, 24, 25, 54, 55] и цитированной там литературе.

В сильном внешнем продольном магнитном поле на электроны пучка и плазмы влияют возмущения поля только с отличной от нуля продольной электрической компонентой. К таким возмущениям относятся и интересующие нас в этой работе волны E (или ТМ)-типа. Поле таких волн удобно описывать в терминах поляризационного потенциала ψ , удовлетворяющего уравнению [56, 57]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi = -4\pi(j_{bz} + j_{pz}), \quad (2.1)$$

где j_{bz} и j_{pz} — возмущения продольных плотностей тока в пучке и плазме, а Δ_{\perp} — поперечная часть оператора Лапласа. Возмущения плотностей токов удобно представить выражениями

$$j_{pz} = P_p(\mathbf{r}_{\perp}) j_p, \quad j_{bz} = P_b(\mathbf{r}_{\perp}) j_b, \quad (2.2)$$

в которых $P_p(\mathbf{r}_{\perp})$, $P_b(\mathbf{r}_{\perp})$ — функции, задающие поперечные профили плотностей, а \mathbf{r}_{\perp} — координата в поперечном сечении волновода.

Уравнение для j_p следует из линеаризованных уравнений холодной гидродинамики электронов плазмы [58] и имеет вид

$$\frac{\partial j_p}{\partial t} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_z. \quad (2.3)$$

Здесь

$$E_z = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi \quad (2.4)$$

— продольная компонента электрического поля, а ω_p — ленгмюровская частота электронов плазмы (она не зависит от поперечной координаты, поскольку эта зависимость уже учтена первым соотношением (2.2)).

Перейдем теперь к формулировке уравнений для возмущения плотности тока пучка. Пусть t_0 — момент инжекции очередного электрона пучка в волновод через сечение $Z = 0$ (скорость инжекции у всех электронов одинакова). Используя теорему Лиувилля о сохранении фазового объема и формальное решение уравнения Власова [59], можно показать, что в любом сечении $Z > 0$ плотность тока дается выражением [23, 25]

$$j_b = en_b \int v(z, t_0) \delta[t - t(z, t_0)] dt_0, \quad (2.5)$$

где n_b — плотность электронов пучка (эта плотность в силу второго соотношения (2.2) также не зависит от поперечной координаты \mathbf{r}_{\perp}), а $v(z, t_0)$, $t(z, t_0)$ — решения характеристической системы уравнения Власова:

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dz} &= \frac{1}{v}, \\ v \frac{dv}{dz} &= \frac{e}{m} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{3/2} E_z. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Система (2.6) решается с начальными условиями $t(z=0) = t_0$, $v(z=0) = u$, где u — скорость пучка при инжекции⁶.

Уравнения (2.1)–(2.6) лежат в основе излагаемой в работе теории.

3. Плазменные волны

Рассмотрим спектры частот простейших плазменных волн. Для этого потребуются только уравнения (2.1) и (2.3) с нулевым током пучка. Так как эти уравнения линейные, их решение можно искать в виде

$$(j_p, \psi) = [\tilde{j}_p(\mathbf{r}_{\perp}), \tilde{\psi}(\mathbf{r}_{\perp})] \exp(-i\omega t + ik_z z), \quad (3.1)$$

где ω — частота, k_z — продольное волновое число, а \tilde{j}_p , $\tilde{\psi}$ — функции только поперечной координаты.

Пусть $\varphi_n(\mathbf{r}_{\perp})$ — собственные функции поперечного сечения волновода ($n = 1, 2, \dots$), а $k_{\perp n}^2$ — соответствующие собственные значения. Собственные функции и значения удовлетворяют уравнению

$$\Delta_{\perp} \varphi_n = -k_{\perp n}^2 \varphi_n.$$

Разложим $\tilde{\psi}$ в ряд по собственным функциям, выразим коэффициенты разложения из уравнения (2.1) и подставим их в (2.3). В результате получим следующее

⁶ Строгий вывод формулы (2.5) и пределы ее применимости имеются в методической работе [60].

интегральное уравнение для \tilde{j}_p :

$$\omega^2 \tilde{j}_p(\mathbf{r}_\perp) = \omega_p^2 \int_{S_w} K_p(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}_\perp^*) \tilde{j}_p(\mathbf{r}_\perp^*) d\mathbf{r}_\perp^*,$$

$$K_p(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}_\perp^*) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\chi^2}{k_{\perp n}^2 + \chi^2} \frac{P_p(\mathbf{r}_\perp^*) \varphi_n(\mathbf{r}_\perp^*) \varphi_n(\mathbf{r}_\perp)}{\|\varphi_n\|^2}. \quad (3.2)$$

Здесь $\chi^2 = k_z^2 - \omega^2/c^2$, S_w — поперечное сечение волновода, а $\|\varphi_n\|$ — норма собственной функции. Условие разрешимости (3.2) и есть дисперсионное уравнение для определения спектров частот плазменных волн в полностью замагниченном плазменном волноводе, полученное в самом общем, но неявном виде.

Исходя из условий экспериментов, на которые мы здесь ссылаемся [6, 35–37, 41, 42], рассмотрим конкретную геометрию: круглый волновод радиусом R , в котором находится тонкая трубчатая плазма толщиной Δ_p и средним радиусом $r_p < R$. В теоретической модели плазму целесообразно считать не просто тонкой, а бесконечно тонкой [61] с поперечным профилем плотности $P_p = \Delta_p \delta(r - r_p)$, где r — координата по радиусу волновода. Далее будет указано, к каким неточностям приводит замена реального поперечного профиля плазмы на бесконечно тонкий.

Учитывая, что для круглого волновода собственными функциями являются функции Бесселя, после громоздких вычислений (см., например, [62]) получим из (3.2) дисперсионное уравнение явно в виде следующих соотношений:

$$D_p \equiv \omega^2 - \omega_p^2 \frac{\chi^2}{k_{\perp p}^2} = 0, \quad (3.3)$$

$$k_{\perp p}^2 = \left\{ r_p \Delta_p I_l^2(\chi r_p) \left[\frac{K_l(\chi r_p)}{I_l(\chi r_p)} - \frac{K_l(\chi R)}{I_l(\chi R)} \right] \right\}^{-1}, \quad (3.4)$$

где I_l , K_l — модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда соответственно, а $l = 0, 1, \dots$ — азимутальное волновое число⁷. При $\omega < k_z c$ формулы (3.3) и (3.4) определяют частотные спектры поверхностных плазменных волн, а (3.4) имеет смысл квадрата поперечного волнового числа этих волн.

Рассмотрим частотные спектры поверхностных плазменных волн в различных областях их длин. В длинноволновом пределе, когда $k_z \rightarrow 0$, из (3.3) имеем

$$\omega = \omega_p \frac{k_z c}{\sqrt{k_{\perp p}^2 c^2 + \omega_p^2}}, \quad (3.5)$$

где, как следует из (3.4), поперечное волновое число дается выражением

$$k_{\perp p}^2 = \begin{cases} \left[r_p \Delta_p \ln \frac{R}{r_p} \right]^{-1}, & l = 0, \\ 2l \left\{ r_p \Delta_p \left[1 - \left(\frac{r_p}{R} \right)^{2l} \right] \right\}^{-1}, & l = 1, 2, \dots \end{cases} \quad (3.6)$$

⁷ При получении (3.3) и (3.4) следует учитывать, что интегралы по радиусу в (3.2) вычисляются точно, поскольку для бесконечно тонкой плазмы содержат дельта-функции.

В области более коротких длин волн, порядка радиуса плазменной трубки r_p , спектр частот определяется выражением (как у волн на глубокой воде)

$$\omega = \omega_p \left(\frac{k_z \Delta_p}{2} \right)^{1/2}. \quad (3.7)$$

В области длин волн, где спектр имеет вид (3.6), продольная составляющая электрического поля поверхностной волны очень резко (экспоненциально) спадает от поверхности плазменной трубки в вакуум.

И наконец, при длинах волн, меньших Δ_p ($k_z \Delta_p \geq 1$), модель бесконечно тонкой плазмы просто неверна, поскольку не учитывает запыриания полей волны внутри плазменной трубки. Учет конечности толщины плазмы приводит, как и положено, к тому, что при $k_z \rightarrow \infty$ $\omega \rightarrow \omega_p$. Но это происходит уже, когда плазменная волна сильно потенциальна и ее черенковское возбуждение электронным пучком не представляет интереса для релятивистской плазменной СВЧ-электроники.

С конечностью толщины плазмы связано еще одно обстоятельство. Как видно из (3.3) и (3.4), в модели бесконечно тонкой плазмы каждому азимутальному волновому числу l соответствует единственная поверхностная волна с квадратом поперечного волнового числа (в длинноволновом пределе) порядка $(r_p \Delta_p)^{-1}$. В плазме конечной толщины кроме этих волн имеются и колебания, всегда запертые в объеме плазмы. Оценка дает для квадрата поперечного волнового числа колебаний, запертых в плазме, величину порядка Δ_p^{-2} , что при $\Delta_p \ll r_p$ значительно больше (3.6). Отсюда следует малость фазовых скоростей волн, запертых в объеме плазмы, и невозможность их черенковского возбуждения релятивистским электронным пучком. Поэтому при исследовании черенковского взаимодействия релятивистского электронного пучка с тонкой трубчатой плазмой учет конечности ее толщины не является существенным.

На рисунке 1 изображена дисперсионная кривая для спектра колебаний симметричной ($l = 0$) поверхностной волны в бесконечно тонкой плазме (кривая 1). Кривая построена для конкретных параметров: радиус волновода 1,8 см; средний радиус плазмы 1,0 см; толщина плазмы 0,1 см; плазменная частота 35×10^{10} рад с⁻¹. Начальный (самый крутой участок) дисперсионной кривой описывается формулой (3.5). На этом участке волну

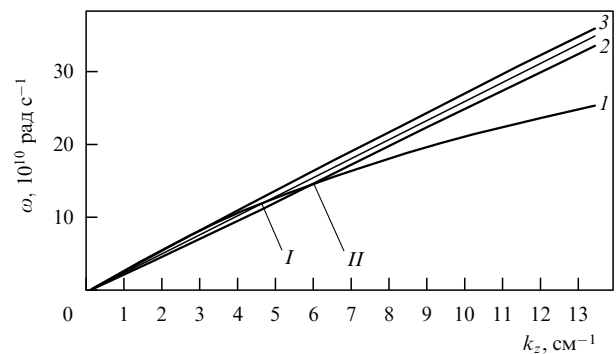


Рис. 1. Спектры колебаний волновода с замагниченными тонкими плазмой и пучком (взаимодействие плазмы и пучка не учтено): 1 — волна плазмы; 2 — медленная волна пучка; 3 — быстрая волна пучка; I — точка одночастичного черенковского резонанса; II — точка коллективного черенковского резонанса.

называют плазменной кабельной [7, 61]. Следующий участок кривой описывается законом дисперсии (3.7). При приближении к плазменной частоте кривая перестает быть верной и необходим учет конечности толщины плазмы.

На рисунке 1 проведена также прямая черенковского резонанса $\omega = k_z u$ (для скорости пучка $u = 2,6 \times 10^{10}$ см с⁻¹) и обозначена точка одночастичного черенковского резонанса (резонанс волна–частица) электронного пучка с поверхностной плазменной волной (точка *Л*). Видно, что при уменьшении плазменной частоты (увеличении скорости пучка) частота черенковского резонанса уменьшается и при некотором пороговом значении обращается в нуль. Пороговое значение можно определить, подставив в (3.5) $\omega = k_z u$, что дает

$$\omega_p^2 = k_{\perp p}^2 u^2 \gamma^2, \quad (3.8)$$

где $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов пучка. Порог (3.8) зависит от азимутального волнового числа *l*. Как видно из (3.6), минимальный порог у моды с *l* = 0.

Если плазменная частота меньше пороговой, то одночастичный черенковский резонанс невозможен. Однако отсутствие резонанса не означает отсутствия вынужденного черенковского излучения или устойчивости пучка в плазме. Ниже показано, что при большой плотности электронного пучка порог значительно ниже (3.8).

4. Линейная теория усиления плазменных волн релятивистским электронным пучком

В линейном приближении вместо уравнений (2.5), (2.6) для описания пучка удобнее использовать уравнения холодной магнитной гидродинамики. Из них легко получить одно уравнение для функции j_b из (2.2):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial z} \right) j_b = \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{4\pi} \frac{\partial E_z}{\partial t}. \quad (4.1)$$

Последнее является аналогом уравнения (2.3), а $\omega_b = (4\pi e^2 n_b m^{-1})^{1/2}$ — ленгмюровская частота электронов пучка. Положив в линейном приближении (см. (3.1))

$$j_b = \tilde{j}_b(\mathbf{r}_{\perp}) \exp(-i\omega t + ik_z z),$$

получим из (2.1)–(2.4) и (4.1) по аналогии с (3.2) следующую систему интегральных уравнений для функций \tilde{j}_p и \tilde{j}_b :

$$\begin{aligned} \omega^2 \tilde{j}_p(\mathbf{r}_{\perp}) - \omega_p^2 \int_{S_w} K_p(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{r}_{\perp}^*) \tilde{j}_p(\mathbf{r}_{\perp}^*) d\mathbf{r}_{\perp}^* &= \\ = \omega_b^2 \gamma^{-3} \int_{S_w} K_b(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{r}_{\perp}^*) \tilde{j}_b(\mathbf{r}_{\perp}^*) d\mathbf{r}_{\perp}^*, \\ (\omega - k_z u)^2 \tilde{j}_b(\mathbf{r}_{\perp}) - \omega_b^2 \gamma^{-3} \int_{S_w} K_b(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{r}_{\perp}^*) \tilde{j}_b(\mathbf{r}_{\perp}^*) d\mathbf{r}_{\perp}^* &= \\ = \omega_p^2 \int_{S_w} K_p(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{r}_{\perp}^*) \tilde{j}_p(\mathbf{r}_{\perp}^*) d\mathbf{r}_{\perp}^*. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Условие разрешимости системы (4.2) и есть дисперсионное уравнение для определения комплексных спектров пучково-плазменной системы. Величина K_p , входящая в (4.2), совпадает со вторым выражением (3.2). Тем же

выражением, но с заменой $P_p(\mathbf{r}_{\perp}^*)$ на $P_b(\mathbf{r}_{\perp}^*)$ дается и величина K_b .

Прежде чем анализировать общее уравнение, рассмотрим спектры только пучковых волн в отсутствие плазмы. Для этого понадобится второе уравнение (4.2) при $\omega_p = 0$. В соответствии с условиями эксперимента предположим, что и электронный пучок, как и плазма, тоже тонкий трубчатый и его профиль плотности имеет вид $P_b = A_b \delta(r - r_b)$, где A_b — толщина пучка, а r_b — его средний радиус. Поступая в точности так же, как при выводе дисперсионного уравнения (3.3), получаем следующее:

$$D_b \equiv (\omega - k_z u)^2 - \omega_b^2 \gamma^{-3} \frac{\chi^2}{k_{\perp b}^2} = 0, \quad (4.3)$$

где $k_{\perp b}$ — пучковый аналог величины $k_{\perp p}$ из (3.4). Для получения $k_{\perp b}$ из выражения для $k_{\perp p}$ в последнем следует заменить индекс "p" — плазменный на индекс "b" — пучковый.

На рисунке 1 кроме плазменных изображены и дисперсионные кривые для спектров волн бесконечно тонкого трубчатого пучка в круглом волноводе (напомним, что на этом рисунке взаимодействие пучка и плазмы пока не учтено). Дисперсионные кривые построены для конкретных параметров: радиус волновода 1,8 см; средний радиус пучка 0,65 см; толщина пучка 0,1 см; ток 2 кА; релятивистский фактор $\gamma = 2$; $l = 0$. Волна с большей фазовой скоростью (ей соответствует кривая 3) называется быстрой волной, а волна с меньшей фазовой скоростью (кривая 2) — медленной волной пространственного заряда. Медленная волна пучка имеет отрицательную энергию, что и приводит к неустойчивости пучка в плазме [16, 63].

В случае, когда учитывается конечность толщины пучка, помимо кривых 2 и 3 на рис. 1 появляются кривые, теснее прижатые к линии черенковского резонанса $\omega = k_z u$. Они соответствуют высшим радиальным модам пространственного заряда, запертым в объеме пучка. Ниже рассмотрено влияние этих мод на характеристики пучково-плазменного взаимодействия.

Точка пересечения дисперсионной кривой плазменной волны и дисперсионной кривой медленной пучковой волны является точкой коллективного черенковского резонанса (резонанс волна–волна). На рисунке 1 она отмечена как точка *Л*.

Перейдем теперь к общим уравнениям (4.2). И пучок, и плазму считаем бесконечно тонкими. Домножим первое уравнение системы (4.2) на $\delta(r - r_p)$, второе уравнение — на $\delta(r - r_b)$ и проинтегрируем их с весом r от 0 до R . Исключив далее $\tilde{j}_p(r_p)$, $\tilde{j}_b(r_b)$, получим следующее дисперсионное уравнение линейной теории пучково-плазменного взаимодействия:

$$D_p D_b = \Theta \omega_p^2 \frac{\chi^2}{k_{\perp p}^2} \omega_b^2 \gamma^{-3} \frac{\chi^2}{k_{\perp b}^2}. \quad (4.4)$$

Из (4.4) видно, что пучково-плазменное взаимодействие действительно есть взаимодействие пучковых (4.3) и плазменных (3.3) волн. Эффективность взаимодействия определяется коэффициентом связи Θ , входящим в правую часть уравнения (4.4). Коэффициент связи зависит от частоты (и продольного волнового числа), среднего радиуса пучка и среднего радиуса плазмы. Если

положения пучка и плазмы в поперечном сечении волновода совпадают, то коэффициент связи в точности равен единице. В других случаях коэффициент связи меньше единицы и тем меньше, чем выше частота. Физически коэффициент связи определяет, насколько поле пучковой волны проникает в плазму и насколько поле плазменной волны проникает в пучок. Мы не приводим здесь общего выражения для Θ ввиду его громоздкости (подробнее см. [62]), а ограничимся двумя предельными случаями.

Для рассматриваемого круглого волновода с бесконечно тонкими трубчатыми пучком и плазмой в пределе низких частот коэффициент связи выражается формулой (для определенности в случае $r_b \leq r_p$ и $l = 0$)

$$\Theta = \frac{\ln(R/r_p)}{\ln(R/r_b)}. \quad (4.5)$$

В противоположном высокочастотном пределе асимптотика следующая:

$$\Theta = \exp(-2\chi|r_p - r_b|), \quad (4.6)$$

причем под χ здесь в первом приближении можно понимать отношение $\omega/(u\gamma)$, поскольку при черенковской неустойчивости $k_z \approx \omega/u$.

Интересуясь главным образом задачей усиления, ищем решение дисперсионного уравнения (4.4) в виде

$$k_z = \frac{\omega}{u}(1 + \delta), \quad (4.7)$$

где δ — величина, имеющая смысл безразмерного комплексного коэффициента усиления. Поскольку плотность пучка реально всегда меньше плотности плазмы, то выполняется неравенство $|\delta| \ll 1$. Подставив (4.7) в (4.4), получим после элементарных преобразований кубическое уравнение, учитывающее эффекты, связанные как с сильнооточностью пучка, так и с непотенциальностью пучковых и плазменных волн:

$$\begin{aligned} [1 - \alpha_p(1 + 2\gamma^2\delta)][\delta^2 - \alpha_b(1 + 2\gamma^2\delta)] = \\ = \Theta\alpha_p\alpha_b(1 + 2\gamma^2\delta)^2. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Здесь

$$\alpha_p = \frac{\omega_p^2}{k_{\perp p}^2 u^2 \gamma^2}, \quad \alpha_b = \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{k_{\perp b}^2 u^2 \gamma^2} \quad (4.9)$$

— параметры "плотности", которые, как и коэффициент связи, зависят только от величины $\omega/(u\gamma)$ (через квадраты поперечных волновых чисел). Уравнение (4.8) получено для случая $\omega \ll \omega_p$, когда дисперсия поверхностной плазменной волны близка к линейной. Можно уточнить уравнение (4.8) и для области более высоких частот. Мы не будем здесь этого делать, чтобы избежать громоздких выражений (см. [62]). Ниже указан простой способ качественно верно учесть реальной дисперсии плазменных волн при любых частотах вплоть до ω_p в рамках простейшего уравнения (4.8).

Нули квадратных скобок в левой части уравнения (4.8) определяют продольные волновые числа (с учетом замены переменной (4.7)) попутной с пучком плазменной волны, быстрой пучковой и медленной пучковой волн. Быстрая волна для дальнейшего интереса не представляет. Для плазменной волны имеем

$$\delta_p = \frac{1}{2\gamma^2} \left(\frac{1}{\alpha_p} - 1 \right), \quad (4.10)$$

а для медленной пучковой волны

$$\delta_b^- = \sqrt{\alpha_b + \gamma^4 \alpha_b^2 + \gamma^2 \alpha_b}. \quad (4.11)$$

Попутно отметим, что по своим свойствам медленная пучковая волна фактически потенциальна, если произведение $\gamma^2 \sqrt{\alpha_b}$ существенно меньше единицы, при этом волновое число медленной волны дается выражением: $\delta_b^- = \sqrt{\alpha_b}$. О параметре $\gamma^2 \sqrt{\alpha_b}$ в дальнейшем пойдет особая речь.

Ранее отмечалось, что при учете конечной толщины плазмы при $\omega \rightarrow \omega_p$ должно $k_z \rightarrow \infty$. Выражение (4.10), как полученное в модели бесконечно тонкой плазмы, этого свойства естественно не обеспечивает. Можно подправить выражение для α_p так, чтобы закон дисперсии плазменной волны был качественно верным как на низких, так и на высоких частотах: достаточно заменить $\alpha_p \rightarrow \alpha_p(1 - \omega^2/\omega_p^2)$. Такую замену можно угадать, рассматривая волны в волноводе, полностью заполненном плазмой. С этой заменой уравнением (4.8) можно успешно пользоваться не только в области низких частот, но и на частотах, близких к плазменной.

Соотношение $\delta_p = 0$, как это видно из (4.7), есть условие точного одночастичного черенковского резонанса (резонанс волна — частица). Другими словами, это уравнение для определения частоты, на которой скорость пучка в точности совпадает с фазовой скоростью плазменной волны. Если обратиться к рис. 1, то это частота точки I дисперсионной кривой плазменной волны.

Соотношение $\delta_p = \delta_b^-$ означает условие коллективного черенковского резонанса (резонанс волна — волна) и является уравнением для определения частоты, на которой в точности совпадают фазовые скорости плазменной и медленной пучковой волн. Если опять обратиться к рис. 1, то речь идет о частоте точки II дисперсионных кривых. Частота коллективного резонанса несколько выше частоты резонанса одночастичного.

Усиление плазменных колебаний в зависимости от параметров пучково-плазменной системы возможно в различных областях частот. Так, если коэффициент связи Θ велик, то усиливаются волны в широкой области частот, практически от нуля и до частоты, превышающей резонансную частоту точки II. Эти широкополосные усилители в литературе называют комптоновскими. Дисперсионные кривые комптоновского усилителя изображены на рис. 2. Кривые рассчитаны для реальных параметров системы: ток пучка 2 кА; средний

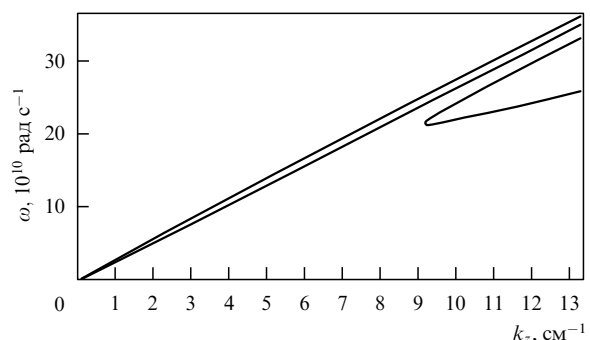


Рис. 2. Дисперсионные кривые для комптоновского усилителя (взаимодействие плазмы и пучка сильное).

радиус пучка 0,65 см; толщина пучка 0,1 см; релятивистский фактор 2; средний радиус и толщина плазмы такие же, как и у пучка, плазменная частота 35×10^{10} рад с^{-1} . Видно, что зона усиления простирается от 0 до примерно 21×10^{10} рад с^{-1} . Образно говоря, рис. 2 — это то, во что превращается рис. 1 при включении между пучком и плазмой сильного ($\Theta = 1$) взаимодействия.

Иное дело, когда коэффициент связи мал: тогда усиление имеет место в узкой и даже очень узкой полосе частот. Эти узкополосные усилители называют рамановскими⁸. На рисунке 3 построены дисперсионные кривые для тех же параметров, что и на рис. 2, но только средний радиус плазмы увеличен до 1,1 см. Такое, казалось бы, незначительное удаление плазмы от пучка сильно уменьшило коэффициент связи, что в корне изменило режим усиления. Полоса частот сузилась приблизительно от 10×10^{10} до 17×10^{10} рад с^{-1} . Где-то внутри этого диапазона лежит частота резонанса волна–волна. Рисунок 3 — это то, во что превращается рис. 1 при включении между пучком и плазмой слабого ($\Theta \ll 1$) взаимодействия.

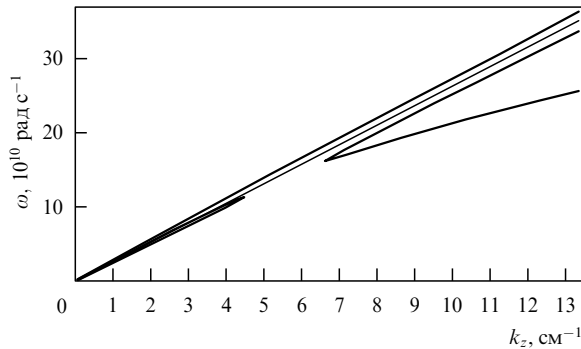


Рис. 3. Дисперсионные кривые для рамановского усилителя (взаимодействие плазмы и пучка слабое).

Рассмотрим теперь, как зависят от частоты безразмерные коэффициенты усиления волн δ (собственно коэффициентами усиления являются мнимые части k_z , т.е. величины $\text{Im}((\omega/u)\delta)$). Хотя дисперсионное уравнение (4.8) решается аналитически (формулы Кордана), решения в общем случае громоздкие и неинформативные. Поэтому аналитические выражения мы приведем только в предельных случаях малых и очень больших токов.

При малых токах пучка и $\Theta \approx 1$ приближенное выражение для комплексного коэффициента усиления комптоновского усилителя дается выражением (в аналитических формулах мы приводим не только мнимую часть δ , но и действительную; действительная часть δ потребуется далее для оценки эффективности усиления)

$$\delta = \frac{1 - i\sqrt{3}}{2} \left(\frac{1}{2\gamma^2} \Theta \alpha_b \right)^{1/3}. \quad (4.12)$$

Коэффициент усиления (4.12) обусловлен резонансным взаимодействием волна–частица или вынужденным

излучением в условиях одночастичного эффекта Черенкова (в литературе также используется термин "эффект Комптона" [4, 34], отсюда и название — комптоновский усилитель). Усиление с коэффициентом (4.12) имеет место на частоте как одночастичного, так и коллективного черенковского резонанса: при малых токах и $\Theta \approx 1$ между этими резонансами различий нет.

Опять при малых токах пучка, но уже при $\Theta \ll 1$, из (4.8) следует выражение для комплексного коэффициента усиления рамановского усилителя:

$$\delta = \sqrt{\alpha_b} - i \left(\frac{1}{4\gamma^2} \Theta \sqrt{\alpha_b} \right)^{1/2}. \quad (4.13)$$

Коэффициент усиления (4.13) обусловлен резонансным взаимодействием волна–волна или вынужденным излучением в условиях коллективного эффекта Черенкова (в литературе используется также термин "эффект Рамана" [4, 34], отсюда и название — рамановский усилитель). Усиление с коэффициентом (4.13) имеет место только на частоте коллективного черенковского резонанса, а на частоте одночастичного резонанса усиление при $\Theta \ll 1$ вообще отсутствует.

Следующий параметр определяет грань между одночастичным и коллективными эффектами при малых токах пучка:

$$\zeta = \frac{\Theta}{2\gamma^2 \sqrt{\alpha_b}} = \frac{\Theta \alpha_p}{|\alpha_p - 1|}. \quad (4.14)$$

При написании (4.14) учтены (4.10), (4.11), условие резонанса волн и сделано предположение о малости тока пучка. Усиление с коэффициентом (4.13) реализуется, если $\zeta \ll 1$, что, очевидно, возможно только при малом коэффициенте связи. В противном случае коэффициент усиления дается формулой (4.12). Ниже будет уточнено, какие токи пучка могут считаться малыми.

При увеличении тока формулы (4.12)–(4.14) становятся неприменимыми, а аналитические решения уравнения (4.8) довольно громоздки. В этой области токов удобнее и надежнее пользоваться результатами численных расчетов. Именно к этой области токов относятся обсуждаемые в настоящей работе конкретные экспериментальные системы. Перейдем к их рассмотрению.

На рисунке 4 изображена зависимость коэффициента усиления для системы с теми же параметрами, что и на рис. 2, т.е. для большого коэффициента связи (кривая *a*). Это довольно типичная для комптоновского усилителя с большим током пучка зависимость (на рис. 4 и ему

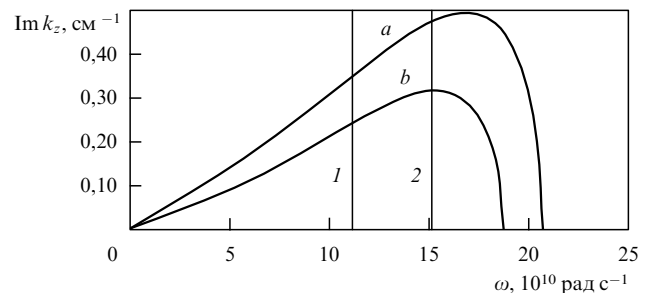


Рис. 4. Зависимость от частоты коэффициента усиления для комптоновского усилителя: кривая *a* — $r_p = 0,65$ см, кривая *b* — $r_p = 0,8$ см.

⁸ Термины комптоновские и рамановские здесь следует рассматривать как синонимы одночастичных и коллективных.

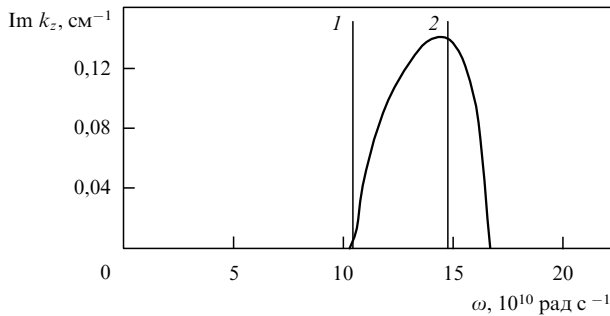


Рис. 5. Зависимость от частоты коэффициента усиления для рамановского усилителя.

подобных изображены только величины $\text{Im}((\omega/u)\delta)$, т.е. собственно коэффициенты усиления). На рисунке 4 проведены также две вертикальные прямые: 1 отмечает частоту одночастичного черенковского резонанса ($11,2 \times 10^{10}$ рад с^{-1}), 2 — частоту коллективного резонанса ($15,1 \times 10^{10}$ рад с^{-1}). Видно, что максимум коэффициента усиления достигается уже не на частоте одночастичного или даже коллективного резонанса, а на более высокой. Это следствие большого тока и связанного с ним явления аперидической модуляции пучка в плазме, имеющей отрицательную диэлектрическую проницаемость [10, 18–21]. Кроме того, при большом токе частоты одночастичного и коллективного резонансов сильно разнесены, но как резонансные частоты, т.е. по величине коэффициента усиления, ничем не выделяются. Поэтому, возможно, комптоновские плазменные СВЧ-усилители на пучках с большими токами являются наиболее широкополосными, что и подтверждается экспериментами [41, 42].

На рисунке 5 приведена зависимость от частоты коэффициента усиления для случая, соответствующего рис. 3, т.е. для малого коэффициента связи (параметры пучково-плазменных систем в случае рис. 3 и рис. 5 одинаковы). Такая зависимость весьма типична для рамановских усилителей. Видно, что максимум коэффициента усиления точно приходится на частоту резонанса волна–волна. Более того, на частоте резонанса волна–частица усиления вообще нет. Поэтому рамановский СВЧ-усилитель должен быть более узкополосным, чем комптоновский. Эксперименты [41, 42] подтверждают этот вывод пока только частично.

Следует заметить, что в любом случае, при больших или маленьких коэффициентах связи, с ростом тока пучка следует ожидать уширения полосы усиливаемых частот. В качестве примера рассмотрим для обсуждаемой в работе экспериментальной системы возможность усиления многих волн с разными азимутальными волновыми числами. В круглом волноводе с бесконечно тонкой плазмой спектры волн даются формулами (3.3) и (3.4). В (3.4) входит азимутальное волновое число $l = 0, 1, 2, \dots$. Каждому азимутальному числу соответствует своя плазменная поверхностная волна. Пока рассматривалась лишь одна из них. Так, результаты конкретных расчетов, представленные на рисунках, получены для $l = 0$. Встает вопрос о роли других волн. Если ток пучка мал (точнее, стремится к нулю), то ответ получается в рамках соотношений типа (3.8). При

$$\omega_p^2 < u^2 \gamma^2 k_{\perp p}^2 (l = 0)_{\omega \rightarrow 0} \quad (4.15)$$

не усиливается ни одна волна. При

$$u^2 \gamma^2 k_{\perp p}^2 (l = 0)_{\omega \rightarrow 0} < \omega_p^2 < u^2 \gamma^2 k_{\perp p}^2 (l = 1)_{\omega \rightarrow 0} \quad (4.16)$$

усиливается азимутально-симметричная волна, а другие нет и т.д. (в (4.15) и (4.16) входят, очевидно, величины (3.6)). Для конечного, а тем более большего тока пучка сформулированные в (4.15) и (4.16) правила селекции мод не действительны: сразу несколько азимутальных мод оказываются примерно в равных условиях. На рисунке 6 для примера показаны частотные зависимости коэффициентов усиления для азимутальных мод от нулевой до третьей в рамановском усилителе. Параметры системы на рис. 6 те же, что и на рис. 3 и рис. 5. Видно, что полоса усиливаемых частот оказывается существенно шире, чем при учете только азимутально-симметричной моды.

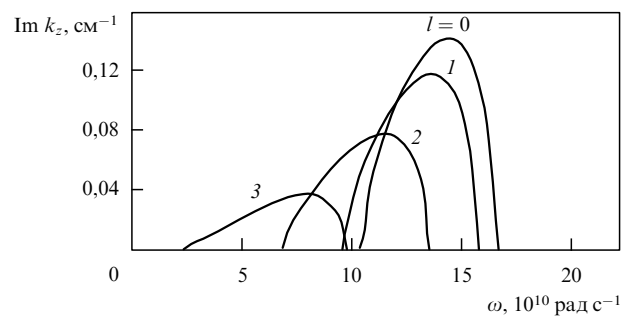


Рис. 6. Коэффициенты усиления мод с азимутальными числами $l = 0, 1, 2, 3$ для рамановского усилителя.

Имеется еще один канал уширения полосы усиливаемых частот при больших токах, связанный с конечностью толщины пучка. В пучке конечной толщины появляются, в дополнение к поверхностной, новые волны, запертые в его объеме. Новые волны могут привести к дополнительным резонансам, т.е. в итоге именно к уширению полосы усиления⁹. В режиме коллективного эффекта Черенкова ($\theta \ll 1$), когда полоса усиливаемых волн узкая, этот эффект может быть существенным. Обнаружить его удастся лишь путем численного решения соответствующего дисперсионного уравнения [66]. Рассмотрим его для круглого волновода с трубчатыми пучком и плазмой, имеющими профили плотности следующего вида:

$$P_{\alpha}(r) = \begin{cases} 0, & r < r_{\alpha} - \frac{A_{\alpha}}{2}, \\ 1, & r_{\alpha} - \frac{A_{\alpha}}{2} < r < r_{\alpha} + \frac{A_{\alpha}}{2}, \\ 0, & r > r_{\alpha} + \frac{A_{\alpha}}{2}, \end{cases} \quad (4.17)$$

где $\alpha = p, b$. При $A_{\alpha} \ll R$ плазма и пучок тонкие, но не бесконечно тонкие (в модели бесконечно тонких пучка и плазмы мы полагали $P_{\alpha} = A_{\alpha} \delta(r - r_{\alpha})$). Дисперсионное уравнение для профилей (4.17) имеет чрезвычайно громоздкий вид [66] и поэтому здесь не приводится. Аналогичные дисперсионные уравнения и детали их вывода имеются, например, в [10, 55].

⁹ Учет конечной толщины плазмы приводит к появлению новых плазменных волн, но релятивистский пучок эти волны не возбуждает, поэтому новых резонансов из-за плазмы не возникает.

Результат численного решения соответствующего дисперсионного уравнения представлен на рис. 7, на котором для ряда плазменных частот изображены мнимые части комплексного коэффициента усиления. Остальные параметры системы те же, что и для рис. 5. Видно, что при малых плазменных частотах, когда частоты усиления еще невысоки и коэффициент связи немал, характер зависимости коэффициента усиления такой же, как при одночастичном эффекте Черенкова, и никаких особенностей нет. Но уже при плазменной частоте, равной 35×10^{10} рад с^{-1} , когда характер зависимости коэффициента усиления становится таким же, как при коллективном эффекте, возникает особенность — кроме усиления в основной полосе частот (это то усиление, которое в модели бесконечно тонких пучка и плазмы характеризуется зависимостью, приведенной на рис. 5) появляется дополнительная полоса усиления (на рисунке выделена вертикальными пунктирными линиями). Она обусловлена взаимодействием объемной пучковой волны с плазменной поверхностной волной. Это взаимодействие менее эффективно, чем взаимодействие поверхностной пучковой и плазменной волн. Можно показать, что отношение соответствующих коэффициентов усиления порядка $(\Delta_b/R)^{1/4}$. Оценка следует из (4.13) и оценок для поперечных волновых чисел объемной и поверхностной волн. Отметим, что, как показывают эксперименты [41, 42], поперечные профили пучка и плазмы значительно сложнее (4.17). Поэтому вопрос о возможных механизмах дополнительного уширения полосы усиливаемых частот не может пока считаться окончательно проясненным.

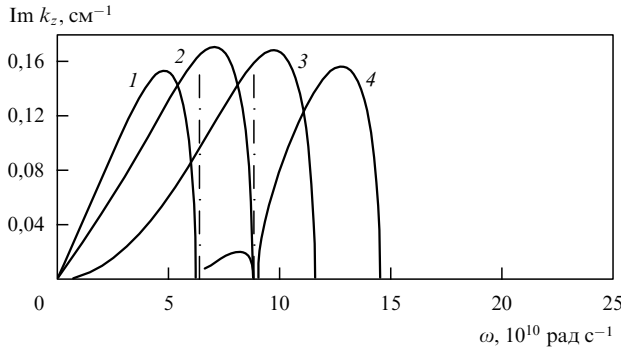


Рис. 7. Коэффициенты усиления азимутально-симметричных мод в модели трубчатых пучка и плазмы конечной толщины: 1 — $\omega_p = 20 \times 10^{10}$ рад с^{-1} , 2 — $\omega_p = 25 \times 10^{10}$ рад с^{-1} , 3 — $\omega_p = 30 \times 10^{10}$ рад с^{-1} , 4 — $\omega_p = 35 \times 10^{10}$ рад с^{-1} .

В случае дальнейшего увеличения тока электронного пучка в область, еще не освоенную в экспериментальных исследованиях, уравнение (4.8) опять легко решается аналитически.

Так, при очень больших токах 10 на частоте одночастичного черенковского резонанса, когда $\delta_p = 0$, уравнение (4.11) преобразуется к виду

$$\delta^3 = -\frac{\Theta \alpha_b}{2\gamma^2} (1 + 2\gamma^2 \delta) \left(1 - 2\gamma^2 \delta \frac{1 - \Theta}{\Theta} \right). \quad (4.18)$$

¹⁰ В дальнейшем понятие "большой ток" будет уточнено. Пока же укажем, что очень большой ток означает выполнение неравенства $|2\gamma^2 \delta| \gg 1$.

Легко убедиться, что при малом коэффициенте связи Θ уравнение (4.18) не имеет комплексных корней, что означает отсутствие усиления. Напомним, что то же самое имеет место на частоте точного черенковского резонанса при $\Theta \ll 1$ и в случае меньших токов пучка. Но при $\Theta \approx 1$ уравнение (4.18) преобразуется к виду

$$\delta(\delta^2 + \alpha_b) = -\frac{\alpha_b}{2\gamma^2}. \quad (4.19)$$

Уравнение (4.19) описывает две связанные колебательные системы: устойчивую плазменную, у которой $\delta = 0$ (нет усиления), и аperiodически неустойчивую пучковую с

$$\delta = -i\sqrt{\alpha_b}. \quad (4.20)$$

Коэффициент усиления (4.20) обусловлен не излучением пучком плазменных волн, а аperiodической модуляцией пучка в плазме, имеющей отрицательную диэлектрическую проницаемость [18, 19, 21]. Аналогичный процесс в пучках с малыми токами и при $\Theta \approx 1$ возможен только на частотах, много меньших частоты одночастичного черенковского резонанса. В случае же пучков с очень большими токами усиление становится аperiodическим даже на частоте одночастичного резонанса.

Рассмотрим теперь в случае больших токов усиление на частоте коллективного резонанса. При больших токах меняется спектр медленной пучковой волны. Из общего выражения (4.11) следует

$$\delta_b^- \approx 2\gamma^2 \alpha_b. \quad (4.21)$$

Волна со спектром (4.21) сильно непотенциальна. Поэтому она скорее волна не плотности заряда, а плотности тока. Учитывая далее условие коллективного резонанса волна-волна $\delta_p = \delta_b^-$, получаем из (4.8) следующее выражение для коэффициента усиления:

$$\delta = \gamma^2 \alpha_b (2 - \Theta) - 2i\gamma^2 \alpha_b \sqrt{\Theta - \frac{\Theta^2}{4}}, \quad (4.22)$$

справедливое при любом Θ . При малом коэффициенте связи мнимая часть (4.22) определяет коэффициент усиления за счет релятивистского коллективного эффекта Черенкова. Но при коэффициенте связи, близком к единице, из (4.22) следует иное выражение:

$$\delta = (1 - i\sqrt{3})\gamma^2 \alpha_b. \quad (4.23)$$

Усиление с коэффициентом (4.23) обусловлено как релятивистским коллективным эффектом Черенкова, так и эффектом самомодуляции пучка в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью.

5. Генерация

До сих пор говорилось преимущественно об усилении плазменных волн электронным пучком. Сейчас речь пойдет о генерации. Усиливаемая волна частично отражается от границы $Z = L$ плазменного волновода, возвращая часть энергии, полученной от пучка, обратно в систему. Это может служить причиной самовозбуждения усилителя, т.е. начала генерации. Понятно, что для разработчиков усилителей возникновение генерации не является благоприятным обстоятельством. Поэтому

определение стартовых условий самовозбуждения усилителя — важная задача теории.

Введем обозначения: A_0 — амплитуда волны от внешнего источника на входной границе $Z = 0$; A^+ — амплитуда усиливаемой пучком волны на границе $Z = 0$; A^- — амплитуда плазменной волны, распространяющейся навстречу пучку и осуществляющей обратную связь; \varkappa — коэффициент отражения усиливаемой волны от границы $Z = L$; δ^+ — коэффициент усиления плазменной волны (модуль мнимой части величины) (4.7), именно его строили на рис. 4–7).

На границе $Z = L$ амплитуда усиливаемой волны равна $A^+ \exp(\delta^+ L)$. На той же границе амплитуда встречной волны определяется формулой

$$A^- = A^+ \varkappa \exp(\delta^+ L). \quad (5.1)$$

Поскольку встречная волна с пучком не взаимодействует, той же формулой определяется амплитуда встречной волны и на границе $Z = 0$. Кроме того, при $Z = 0$ имеет место баланс амплитуд внешней, встречной и усиливаемой волн:

$$A^+ = A^- + A_0. \quad (5.2)$$

Из (5.1) и (5.2) следует выражение для амплитуды усиливаемой волны

$$A^+ = \frac{A_0}{1 - \varkappa \exp(\delta^+ L)}. \quad (5.3)$$

Обращение амплитуды усиливаемой волны в бесконечность означает самовозбуждение плазменного усилителя. Отсюда находим стартовое условие начала генерации:

$$\delta^+ = \frac{1}{L} \ln(4\gamma^2). \quad (5.4)$$

При окончательной записи (5.4) для коэффициента отражения использована оценка

$$\varkappa = \frac{1}{4\gamma^2}, \quad (5.5)$$

предложенная в [61, 42] и уточненная в [45]. Оценка пригодна для кабельной плазменной волны, излучаемой в коаксиальный рупор, в области достаточно низких частот.

Конечно, проделанный вывод (5.4) не является строгим, но тем не менее он дает качественно правильный результат. Более точно: под знаком логарифма в (5.4) вместо 4 стоит множитель порядка 10 [2, 10].

Имеет смысл оценить порядки величин, исходя из реальных параметров плазменно-пучковой системы. Пусть релятивистский фактор пучка, как и прежде, равен 2, а длина системы L изменяется от 10 до 30 см. При таких условиях величина (5.4) для "стартового" коэффициента усиления меняется от примерно 0,1 до 0,3 см⁻¹. Но по порядкам это как раз те величины, которые рассчитаны нами ранее из дисперсионного уравнения (4.8) для пучка с экспериментальными параметрами и приведены на рис. 4–7. Проведенная оценка подтверждается следующим рисунком.

На рисунке 8 показаны на плоскости плазменная частота–радиус плазмы линии уровня коэффициента усиления для нулевой азимутальной моды. Линии уровня получены путем численного решения дисперсионного уравнения (4.8). Определенные из (5.4) значения

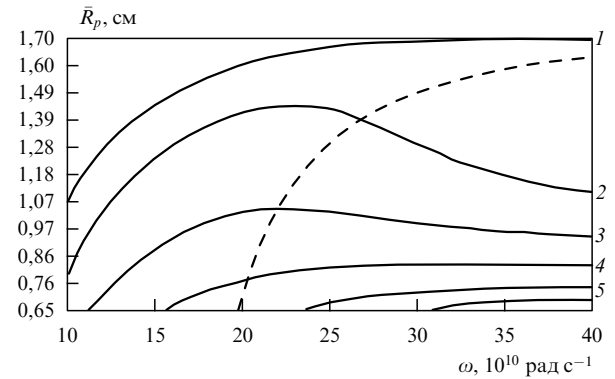


Рис. 8. Линии уровня коэффициента усиления: 1 — $\delta^+ = 0$; 2 — $\delta^+ = 0,1$; 3 — $\delta^+ = 0,2$; 4 — $\delta^+ = 0,3$; 5 — $\delta^+ = 0,4$. Штриховая линия — порог по плазменной частоте для симметричной моды. Ток пучка $I_b = 2$ кА.

имеют тот же порядок, что и на линиях уровня. Следовательно, эксперименты [6, 35–37, 41, 42], параметрами которых мы здесь оперируем, выполнены в условиях, когда трудно надежно утверждать, какой в них был реализован режим: генератора или усилителя. В [41], скорее всего, реализован усилитель, а в [42] — генератор.

На том же рис. 8 проведена (штриховая линия) граница из (3.8), построенная для симметричной моды. Видно, что при токе в 2 кА усиление возникает при плазменных частотах, значительно меньших, чем это следует из (3.8). Последнее хорошо согласуется с результатами недавних экспериментов [42], в которых определялась пороговая плотность плазмы, выше которой появлялось излучение.

6. Эффективность плазменного СВЧ-усилителя

Переходя от линейной теории к рассмотрению вопросов нелинейной теории, начнем с эффективности усиления плазменных волн релятивистским электронным пучком. Существует очень важный параметр, который определяет не только режим усиления волн в плазме, но и эффективность (коэффициент полезного действия) плазменного СВЧ-усилителя. Введем этот параметр, исходя именно из эффективности.

Эффективность, очевидно, можно определить как $E = \langle \Delta\gamma / (\gamma - 1) \rangle$, где $\Delta\gamma$ — изменение релятивистского фактора отдельного электрона пучка, а угловые скобки означают усреднение по всем электронам пучка, участвовавшим в резонансном взаимодействии с плазменной волной. Выражая изменение $\Delta\gamma$ через изменение скорости электрона пучка Δu , преобразуем формулу для эффективности к виду

$$E = \gamma(\gamma + 1) \left\langle \frac{\Delta u}{u} \right\rangle \approx \gamma^2 \left\langle \frac{\Delta u}{u} \right\rangle.$$

Для оценки (по максимуму) изменения скорости Δu учтем, что это изменение не более чем разница между невозмущенной скоростью пучка u и фазовой скоростью усиливаемой волны. Напомним, что усиливаемая волна всегда отстает от электронного пучка. Это видно из (4.7) и формул (4.12), (4.13), (4.22) и (4.23). Поэтому, учитывая (4.7), можно записать

$$E \approx \gamma^2 \operatorname{Re}(\delta) \approx \gamma^2 |\delta|,$$

где δ определяется из уравнения (4.8). Понятно, что полученная оценка справедлива, если ее применение приводит к результату для E , существенно меньшему единицы. Но основным же является то, что эффективность усиления определяется параметром $2\gamma^2|\delta|$ ¹¹. Какое δ подставлять в приведенный выше параметр, зависит от режима работы усилителя. Начнем с комптоновского усилителя, когда Θ порядка единицы.

Подставляя при $\Theta = 1$ одночастичный коэффициент усиления (4.12) в $2\gamma^2|\delta|$ и учитывая второе соотношение (4.9), получаем для параметра эффективности следующее выражение:

$$\mu_1 = \left(4 \frac{\omega_b^2 \gamma^{-1}}{k_{\perp b}^2 u^2}\right)^{1/3}. \quad (6.1a)$$

Выражая ленгмюровскую частоту электронного пучка через его ток и учитывая выражение для $k_{\perp b}$, находим окончательно следующий параметр эффективности комптоновского усилителя:

$$\mu_1 = \left(\frac{I_b}{2\gamma} \ln \frac{R}{r_b}\right)^{1/3}, \quad (6.1б)$$

где I_b — ток электронного пучка в килоамперах. При больших релятивистских факторах γ параметр (6.1б) пропорционален кубическому корню из отношения тока пучка к предельному вакуумному току [1, 9, 29], поэтому иногда его называют еще параметром сильноточности.

Итак, если параметр (6.1б) мал, то эффективность усиления E находится от него в прямой пропорциональной зависимости. Оказывается справедлив и более общий результат [4, 8, 10]:

$$E \approx \begin{cases} \mu_1, & \mu_1 \ll 1, \\ \mu_1^{-3}, & \mu_1 \gg 1. \end{cases} \quad (6.2)$$

Максимум же эффективности, как показали численные расчеты, реализуется при $\mu_1 \approx 1$ и может достигать 20 % (предполагается, конечно, что подобрана оптимальная длина усилителя, о чем будет сказано ниже).

Теперь можно уточнить понятия "малые токи", "большие токи" и "очень большие токи". При $\mu_1 \ll 1$ ток пучка следует считать малым. Именно для таких малых токов справедлива формула (4.12) для комплексного коэффициента усиления. Наоборот, при $\mu_1 \gg 1$ ток пучка очень большой. Именно для этих токов справедливы формулы (4.20)–(4.23). А вот когда $\mu_1 \approx 1$, ток пучка просто большой — порядка предельного вакуумного тока. Случаи таких токов и реализуются в современных экспериментах по плазменной СВЧ-электронике. Почему происходит именно так, будет объяснено несколько позже.

Рассмотрим теперь эффективность рамановского усилителя. Подставляя в параметр $2\gamma^2|\delta|$ величину (4.13) и учитывая, что $\Theta \ll 1$, получаем следующий параметр эффективности:

$$\mu_2 = \left(4 \frac{\omega_b^2 \gamma^{-1}}{k_{\perp b}^2 u^2}\right)^{1/2} = \mu_1^{3/2}. \quad (6.3)$$

Фактически в случае рамановского усилителя мы имеем тот же параметр, что и в случае комптоновского, за исключением только иного показателя степени. Сохраняется и смысл понятий малые, большие и очень большие токи. Так, формула (4.13) справедлива только в пределе малых токов, когда $\mu_2 \ll 1$. Имеется и аналогичная (6.2) оценка для эффективности рамановского усилителя [4, 8, 10]:

$$E \approx \begin{cases} \mu_2, & \mu_2 \ll 1, \\ \mu_2^{-1}, & \mu_2 \gg 1. \end{cases} \quad (6.4)$$

Максимум же эффективности, несколько меньший, чем у комптоновского усилителя, опять приходится на значение $\mu_2 \approx 1$.

Оказывается, что экспериментальные системы, исследуемые в настоящее время в плазменной СВЧ-электронике, работают в условиях, близких к оптимальным по эффективности усиления. Дело в том, что в экспериментах, на которые мы здесь опираемся, применяются сильноточные ускорители релятивистских электронных пучков на диодах с магнитной изоляцией.

Используем связь между током сильноточного пучка (кА) и его релятивистским фактором в диоде с магнитной изоляцией [64, 65]:

$$I_b = \frac{G}{\ln(R/r_b)} \frac{(\gamma - 1)^2}{(\gamma^{2/3} + 2)(\gamma^{2/3} - 1)^{1/2}}. \quad (6.5)$$

Числовой коэффициент G в (6.5) может быть подобран из данных эксперимента [42] и в особенности из наиболее поздних измерений [67], из которых известна зависимость тока в электродинамической системе усилителя от ускоряющего напряжения в диоде, т.е. от релятивистского фактора γ . Согласно данным эксперимента имеем $G \approx 5,5$. Подставляя далее (6.5) в (6.1б), получаем зависимость параметра сильноточности μ_1 от релятивистского фактора, представленную на рис. 9. При $\gamma \rightarrow \infty$ $\mu_1 \rightarrow (G/2)^{1/3} \approx 1,4$, а при значениях релятивистских

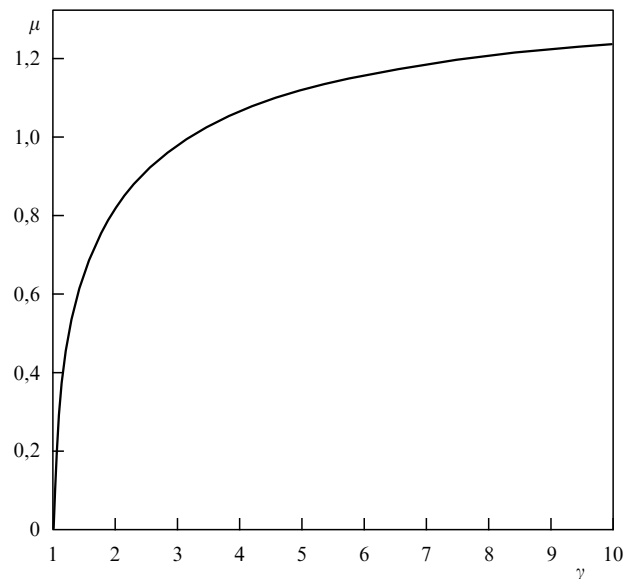


Рис. 9. Зависимость параметра сильноточности комптоновского плазменного усилителя с магнитоизолированным диодом от релятивистского фактора электронного пучка.

¹¹ Множитель 2 появился здесь не только из-за сложившейся традиции, но и из-за того, что тот же параметр входит в дисперсионное уравнение (4.8), существенно определяя характер его решений. Так, формулы (4.12) и (4.13) справедливы только при $2\gamma^2|\delta| \ll 1$.

факторов, соответствующих экспериментальным условиям (от нескольких единиц и более), параметр (6.16), впрочем, как и (6.3), близок к единице, и, следовательно, по эффективности усиления соблюдаются вполне оптимальные условия. Необходимо только иметь в виду, что оптимальной эффективности можно достичь, лишь оптимизируя длину усилителя и частоту усиливаемого сигнала, о чем речь пойдет далее в нелинейной теории. Прежде чем приступить к ее изложению, остановимся еще на двух вопросах.

Если исходить из данного выше определения эффективности усиления, то для выходной мощности усилителя можно написать следующую формулу:

$$W = 511(\gamma - 1)E_b, \quad (6.6)$$

в которой мощность измеряется в мегаваттах, ток пучка — в килоамперах. Для экспериментальных параметров ($\gamma = 2$, $I_b = 2$ кА) имеем $W \approx 1000E$ МВт. В экспериментах, например [6, 42, 67], были зафиксированы мощности излучения до 200 МВт и более, что свидетельствует как раз о тех эффективностях, которые предсказывает теория. Правда, фиксировались и существенно более скромные экспериментальные результаты. Они объясняются, скорее всего, плохой оптимизацией длины системы.

И последнее, о чем необходимо сказать. При получении оценок настоящего раздела использовались физические соображения самого общего характера. Они справедливы для любого усилителя независимо от его природы, которая определяет только явный вид параметра (6.16). Так, для мазера на циклотронном резонансе в него войдет поперечная скорость электронов пучка, для усилителя с гофрированным резонатором — глубина гофрировки, для ондулятора — амплитуда периодического поля и т.д. В этом плане плазменный СВЧ-усилитель уникален, поскольку параметр (6.16), определяющий его эффективность и механизм работы, имеет очень простую структуру и для токов, на которых работают все, в том числе и вакуумные, сильноточные релятивистские СВЧ-излучатели, приближается к единице. Для вакуумных же систем аналогичный по физическому смыслу параметр может иметь совсем иное значение. Кроме того, в плазменной системе рабочий ток можно сделать существенно большим, чем в любой вакуумной¹², что позволяет существенно повышать мощность излучения (6.6).

7. Нелинейные уравнения плазменного усилителя

Излагая нелинейную теорию, исходим из общих нелинейных уравнений (2.1)–(2.6), которые преобразуем к виду, удобному при решении задачи усиления волн. Необходимо при этом учитывать следующие обстоятельства: во-первых, поперечная структура поля волн в плазменно-пучковом волноводе заранее не известна, а устанавливается самосогласованно по мере продвижения в область больших Z ; во-вторых, не обязательно задан частотный спектр усиливаемого сигнала, а следовательно, необходимо рассматривать одновременное усиление разночастотных волн, взаимодействующих между собой на нелинейной стадии; в-третьих, у всех

эффективно усиливаемых пучком волн продольные волновые числа близки к частоте волны, деленной на невозмущенную скорость пучка. Перечисленные соображения подсказывают вид, в котором следует представить поляризационный потенциал поля в задаче об усилении волн:

$$\psi = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \varphi_n(\mathbf{r}_{\perp}) \times \sum_{s=1} \left[A_{ns}(z) \exp \left(-is\Omega t + is \frac{\Omega}{u} z \right) + \text{к.с.} \right] \right\}. \quad (7.1)$$

Здесь Ω — некоторая малая частота, с помощью которой осуществляется "дискретизация" спектра усиливаемого сигнала. Суммирование по n в (7.1) определяет поперечную структуру поля, а суммирование по s — частотный спектр.

Необходимо отметить, что "дискретизация" спектра и введение малой частоты Ω имеют простой смысл. Действительно, в любом сечении волновода Z поле можно представить как интеграл Фурье по частоте ω . Для приближенного вычисления этого интеграла удобно перейти к суммированию, введя дискретную сетку $\omega_s = s\Omega$, $s = 1, 2, \dots$. Именно эта процедура и отражена формулой (7.1). Выбор же малой частоты Ω диктуется или соображениями точности при моделировании спектра, или физическими соображениями. Например, если длительность импульса пучка равна T , то естественно положить $\Omega = 2\pi/T$.

Дальнейшая задача состоит в получении уравнений для амплитуд $A_{ns}(z)$ (точнее, как будет видно из дальнейшего, некоторых величин, им эквивалентных). Необходимо отметить, что введение амплитуд оправдано, только если они меняются медленнее, чем $\exp[is(\Omega/u)z]$, т.е. усиление поля мало на длине волны. Мы считаем амплитуды медленными, что на языке линейного приближения (см. (4.7)) эквивалентно неравенству $\delta \ll 1$, которое для существующих ныне пучков выполнено. В выполнении данного неравенства для наших случаев легко убедиться из рис. 4–6.

Приведем кратко основные этапы вывода нелинейных уравнений СВЧ-усилителя с тонкими электронным пучком и плазмой. Используя первое выражение (2.2), уравнение (2.3), соотношения (2.4) и (7.1), представим функцию j_p в виде

$$j_p = \frac{1}{2} \sum_{s=1} \left[\tilde{j}_{ps}(\mathbf{r}_{\perp}, z) \exp \left(-is\Omega t + is \frac{\Omega}{u} z \right) + \text{к.с.} \right]. \quad (7.2)$$

Функции $\tilde{j}_{ps}(\mathbf{r}_{\perp}, z)$ раскладывать по собственным функциям волновода нет необходимости. Подставляя далее (7.1), (7.2) и (2.5) в (2.1), (2.3), (2.4) и учитывая ортогональность функций $\varphi_n(\mathbf{r}_{\perp})$ и $\exp[is(\Omega/u)z]$, получаем следующие промежуточные соотношения:

$$E_z = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \varphi_n(\mathbf{r}_{\perp}) \times \sum_{s=1} \left[\hat{A}_{ns}(z) \exp \left(-is\Omega t + is \frac{\Omega}{u} z \right) + \text{к.с.} \right] \right\},$$

$$\hat{A}_{ns}(z) = -s^2 \frac{\Omega^2}{u^2 \gamma^2} \left(1 - i2\gamma^2 \frac{u}{s\Omega} \frac{d}{dz} \right) A_{ns}(z), \quad (7.3a)$$

¹² При $r_p > r_b$ возможно увеличение тока в $\ln(R/r_b)/\ln(r_p/r_b)$ раз.

$$\begin{aligned}
- i s \Omega \tilde{j}_{ps}(\mathbf{r}_\perp, z) &= \frac{\omega_p^2}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(\mathbf{r}_\perp) \hat{A}_{ns}(z), \\
i s \Omega \|\varphi_n\|^2 \left[k_{\perp n}^2 + s^2 \frac{\Omega^2}{u^2 \gamma^2} \left(1 - i 2 \gamma^2 \frac{u}{s \Omega} \frac{d}{dz} \right) \right] A_{ns} &= \\
= -4\pi S_p \varphi_n(\mathbf{r}_p) \tilde{j}_{ps}(\mathbf{r}_p, z) - 4\pi S_b \varphi_n(\mathbf{r}_b) \langle j_b \rangle_s, \\
\langle j_b \rangle_s &= \frac{\Omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} j_b \exp \left(i s \Omega t - i s \frac{\Omega}{u} z \right) dt. \quad (7.36)
\end{aligned}$$

Здесь j_b — ток пучка (2.5). В соотношение два из (7.36) входят функции \tilde{j}_{ps} только в месте нахождения плазмы, т.е. в одной только точке поперечного сечения волновода. Это обстоятельство, характерное именно для тонкой плазмы, существенно облегчает дальнейший вывод. Обозначим $j_s \equiv \tilde{j}_{ps}(\mathbf{r}_p)$, $\langle j_b \rangle_s \equiv e n_b u \rho_s$ — амплитуды s -х гармоник токов в плазме и пучке соответственно, а ρ_s — амплитуда s -й гармоники возмущения плотности пучка. Последняя величина безразмерна на n_b . Именно относительно зависящих только от z величин j_s и ρ_s удобно переформулировать уравнения (7.3). Преобразуем вначале выражения для амплитуд гармоник тока пучка. Во-первых, с учетом (2.5) перейдем в последнем выражении (7.36) от интегрирования по t к интегрированию по t_0 . Во-вторых, введем новые переменные

$$\begin{aligned}
y &= \Omega \left[t(z, t_0) - \frac{z}{u} \right], \quad y_0 = \Omega t_0, \\
\eta &= \frac{u - v(z, t_0)}{v(z, t_0)}, \quad \xi = \frac{\Omega}{u} z, \quad (7.4)
\end{aligned}$$

где $t(z, t_0)$, $v(z, t_0)$ — решения характеристической системы (2.6). Используя первые три переменные из (7.4), получаем

$$\rho_s = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} (1 + \eta)^{-1} \exp(i s y) dy_0 \approx \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i s y) dy_0. \quad (7.5)$$

Приближенное равенство в (7.5) есть следствие малого изменения скорости электронов пучка на всех этапах усиления (можно показать, что относительное изменение скорости порядка $|\delta|$ из (4.7)). Как отмечается в [60], малое изменение скорости электронов пучка является принципиальным для применимости исходного соотношения (2.5) с характеристиками (2.6).

Дальнейший вывод уравнений состоит в следующем. Из второго соотношения (7.36) выразим амплитуды A_{ns} . Проще всего это сделать для случая достаточно низких частот, когда верхняя частота в спектре усиливаемого сигнала мала по сравнению с $k_{\perp 1} u \gamma$ и в левой части второго соотношения (7.36) можно пренебречь производной. Этим наиболее важным случаем мы здесь для простоты и ограничимся (то же приближение использовалось и в линейной теории, а более общий случай рассмотрен в [43]). Далее, первое соотношение в (7.36) следует домножить на $\delta(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}_p)$ и проинтегрировать по поперечному сечению волновода, чтобы в итоге получить уравнения для величин $j_s(z)$. В полученные уравнения и в (2.6) надо подставить, с учетом (7.3а), коэффициенты A_{ns} и перейти к безразмерной продольной координате ξ (см. (7.4)). В итоге приходим к следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{dy}{d\xi} &= \eta, \\
\frac{d\eta}{d\xi} &= \frac{i}{2} \left(1 + 2\gamma^2 \frac{u^2}{c^2} \eta \right)^{3/2} \times \\
&\times \sum_{s=1} [s \exp(-i s y) \hat{L}_s (\alpha_{bs} \rho_s + j_s) - \text{к.с.}], \\
(1 - \alpha_{ps} \hat{L}_s) j_s &= \Theta_s \alpha_{ps} \alpha_{bs} \hat{L}_s \rho_s. \quad (7.6)
\end{aligned}$$

Здесь

$$\hat{L}_s = 1 - 2i\gamma^2 \frac{1}{s} \frac{d}{d\xi}, \quad (7.7)$$

ρ_s приведены в (7.5), а коэффициенты α_{ps} , α_{bs} , Θ_s определяются формулами (4.5), (4.6) и (4.9) со следующей заменой (общий вид предельных формул (4.5) и (4.6) имеется в [62]):

$$\chi^2 \rightarrow s^2 \frac{\Omega^2}{u^2 \gamma^2}, \quad s = 1, 2, \dots \quad (7.8)$$

Запишем третье уравнение системы (7.6) еще в одной форме, чтобы было ясно, что оно определяет именно амплитуды и спектры плазменных волн:

$$\frac{dj_s}{d\xi} - i \delta_{ps} j_s = -\frac{i}{2\gamma^2} s \Theta_s \alpha_{bs} \hat{L}_s \rho_s, \quad (7.9)$$

где

$$\delta_{ps} = \frac{s}{2\gamma^2} \left(\frac{1}{\alpha_{ps}} - 1 \right)$$

— аналог величины (4.10).

Как говорилось выше, уравнения (7.6) получены в пределе низких частот. Их легко обобщить и на более высокие частоты [10, 43]. На качественном уровне для этого достаточно, как и в линейной теории, произвести замену коэффициентов:

$$\alpha_{ps} \rightarrow \alpha_{ps} \left(1 - s^2 \frac{\Omega^2}{\omega_p^2} \right).$$

В линейном приближении из (7.6) следует дисперсионное уравнение (4.8).

Первый интеграл уравнений (7.6), отражающий сохранение потока энергии вдоль волновода, имеет вид

$$\begin{aligned}
\langle P \rangle &+ \frac{q\gamma^2}{4} \sum_{s=1} \Theta_s^{-1} \alpha_{bs}^{-1} |j_s|^2 + \frac{q\gamma^2}{4} \sum_{s=1} \alpha_{bs} |\rho_s|^2 + \\
&+ \frac{q\gamma^2}{4} \sum_{s=1} (j_s \rho_s^* + j_s^* \rho_s) = \text{const}, \\
\langle P \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + q\eta)^{-1/2} dy_0. \quad (7.11)
\end{aligned}$$

Здесь $\langle P \rangle$ — средний поток механической энергии электронов пучка, отнесенный к потоку механической энергии невозмущенного пучка, слагаемые, пропорциональные $q\gamma^2/4$, определяют потоки энергии плазменных и пучковых волн с учетом их взаимодействия, а $q = 2\gamma^2(u/c)^2$. Некоторое нарушение симметрии относительно величин j_s и ρ_s в (7.11) обусловлено различным способом их безразмеривания; достаточно сделать замену $j_s \rightarrow \sqrt{\Theta_s \alpha_{bs} \alpha_{ps}} \rho_{ps}$, и симметрия относительно величин ρ_s , ρ_{ps} восстановится.

Эффективность излучения пучка определяется как относительная часть потока кинетической энергии, преобразованная в поток энергии волн:

$$E = 1 - \langle P \rangle. \quad (7.12)$$

Это та же величина, которая фигурирует в (6.2), (6.4) и (6.6). Строго говоря, (7.12) определяет и часть потока электромагнитной энергии, передаваемую пучковой волне, а не только волне плазменной, что видно из (7.11). Но для реальных параметров плазменная часть является определяющей, поэтому здесь эти малосущественные детали не уточняются.

Остановимся еще на дополнительных условиях к уравнениям (7.6), которые ставятся на входной границе усилителя $Z = 0$. На входной границе могут, например, возбуждаться плазменные колебания с некоторым спектральным распределением и инжектироваться невозмущенный электронный пучок. Данной ситуации соответствуют следующие дополнительные условия:

$$\begin{aligned} j_s \Big|_{\xi=0} &= j_{s0}, \\ y \Big|_{\xi=0} &= y_0 \in [0, 2\pi], \\ \eta \Big|_{\xi=0} &= 0. \end{aligned} \quad (7.13)$$

Можно предположить и другую ситуацию: плазменные волны на вход не подаются, зато на вход инжектируется замодулированный по плотности (или по скорости) электронный пучок. Соответствующие условия при модуляции по плотности могут иметь вид

$$\begin{aligned} j_s \Big|_{\xi=0} &= 0, \\ y \Big|_{\xi=0} &= y_0 + \frac{1}{2} \sum_{s=1} [b_s \exp(isy_0) + \text{к.с.}], \\ \eta \Big|_{\xi=0} &= 0, \quad y_0 \in [0, 2\pi]. \end{aligned} \quad (7.14)$$

Мы выберем именно последний вариант дополнительных условий. Величины b_s в (7.14) определяют глубину начальной модуляции пучка на соответствующей гармонике. При расчетах они выбирались малыми по абсолютной величине (порядка 0,01–0,05), что обеспечивало малую начальную модуляцию пучка (при $|b_s| \approx 1$ пучок замодулирован полностью). Случай модуляции вида (7.14) назовем регулярной модуляцией пучка. Действительно, как будет видно из дальнейшего, в условиях (7.14) пучок при $Z = 0$ представляет собой однородный фон, на котором расположены компактные сгустки, влетающие в волновод с интервалом времени $2\pi/\Omega$. Можно рассмотреть и случай хаотической модуляции пучка. Для этого надо второе соотношение в (7.14) заменить следующим:

$$y \Big|_{\xi=0} = y_0 + b_s q_s, \quad y_0 \in [0, 2\pi], \quad (7.15)$$

где q_s — случайные числа из диапазона $[-1, 1]$.

И последнее, имеет смысл решать два варианта задачи (7.6), (7.14). Первый вариант, когда в сумме, входящей во второе соотношение (7.14), содержится большое число слагаемых и частоты $s\Omega$ довольно плотно заполняют частотный интервал от 0 до ω_p . Это

задача о широкополосном, или шумовом, усилителе. Второй вариант, когда в сумме из (7.14) всего одно слагаемое с $s = 1$. Это задача об усилителе монохроматического сигнала. Усилению монохроматического сигнала посвящены многочисленные публикации (см., например, [4–10, 43]), поэтому мы сосредоточимся на усилении в широкой полосе частот.

8. Пространственная динамика усиления и спектры плазменного усилителя

Так как в экспериментах не рассматривались плазменные частоты выше 35×10^{10} рад с^{-1} , то и при численном моделировании широкополосного усилителя был задан частотный интервал от 0 до 40×10^{10} рад с^{-1} . В этом интервале равномерно располагалось S_{\max} мод. Для каждого s от 1 до S_{\max} решались уравнения (7.6). Число моделирующих пучок крупных частиц бралось равным $10S_{\max}$. В разных расчетах S_{\max} выбиралось от 30 до 50. Ниже приведены следующие данные: пространственное (в зависимости от продольной координаты Z) распределение эффективности излучения (7.12); пространственное распределение модулей амплитуд гармоник, частоты которых наиболее близки к резонансам волна–частица и волна–волна соответственно; спектральное распределение потока электромагнитной энергии в плазменных волнах.

Начнем рассмотрение с комптоновского усилителя, работающего на одночастичном эффекте Черенкова. Поскольку экспериментально случай $r_p = r_b$ сложно осуществить технически, положим $r_p = 0,8$ см, а остальные параметры выберем те же, что и на рис. 4. Коэффициент усиления для этого случая представлен на том же рис. 4 кривой b , а резонансные частоты составляют: волна–частица — 11×10^{10} рад с^{-1} ; волна–волна — 15×10^{10} рад с^{-1} .

На рисунке 10 представлены спектры усиливаемого сигнала у самого входа усилителя при Z порядка десятых долей сантиметра. По горизонтальной оси отложена частота, по вертикальной — спектральное распределение потока электромагнитной энергии плазменных волн. На рисунке указаны также частоты резонансов волна–частица и волна–волна (прямые 1 и 2 соответственно). Вертикальным штрихом (прямо над осью частот) указана верхняя граница зоны усиления по линейной теории. В левом верхнем углу на рис. 10 имеется врезка с фазовой плоскостью электронов пучка. По горизонтали фазовой плоскости отложены времена движения всех электронов, влетевших за интервал времени от 0 до $2\pi/\Omega$, до данного сечения волновода, по вертикали — возмущения скорости электронов (в относительных единицах).

Поясним, откуда появляются при малых Z возмущения скорости электронов. При $Z = 0$, как видно из последнего условия (7.14), возмущения скорости отсутствуют. Но влетают электроны в волновод, как следует из второго соотношения (7.14) или из (7.15), неравномерно, поэтому уже при $Z = 0$ имеются возмущения плотности, причем $\rho_s \approx b_s$. Эти возмущения создают электрическое поле, которое и вызывает возмущения скоростей электронов.

Рисунок 10а соответствует регулярной модуляции пучка по плотности (граничные условия (7.14)). На фазовой плоскости видно, что возмущения скорости электронов носят локальный характер, а значит, и поле

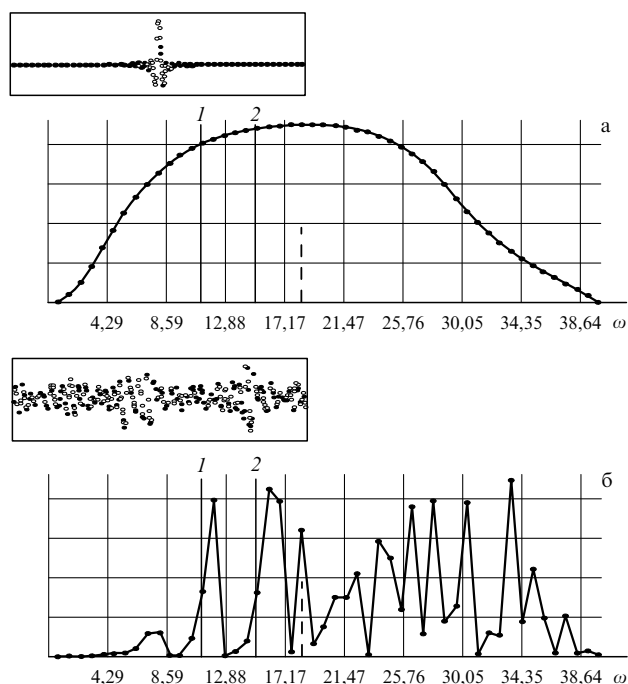


Рис. 10. Спектральное распределение потока энергии в плазменной волне вблизи входного сечения комптоновского усилителя: (а) регулярная модуляция по плотности; (б) хаотическая модуляция по плотности.

является последовательностью локальных волновых импульсов, отстоящих по времени друг от друга на $2\pi/\Omega$. В импульсном характере поля можно убедиться, рассматривая спектральную плотность излучения: не считая завалов в областях высоких и низких частот, все линии в спектре излучения примерно одинаковой интенсивности. Поэтому приближенно форму одного импульса поля можно оценить, суммируя простую геометрическую прогрессию:

$$\operatorname{Re}\left(\sum_{s=1}^{S_{\max}} \exp(isy)\right) = \frac{\sin(S_{\max}y/2)}{\sin(y/2)}. \tag{8.1}$$

Последняя формула очень хорошо согласуется с распределением электронов на фазовой плоскости. Итак, при регулярной модуляции усиливается возбуждаемая пучком при малых Z последовательность волновых импульсов типа (8.1). Импульсы следуют друг за другом с временным интервалом $2\pi/\Omega$.

На рисунке 10б изображен случай хаотической модуляции пучка, когда использовано граничное условие (7.15). На фазовой плоскости видно, что возмущения скорости электронов не локализованы, а охватывают весь пучок. Следовательно, и возбуждаемое пучком поле не разбито на последовательность импульсов, а действует непрерывно в течение всего времени инжекции пучка с хаотической модуляцией. Спектр излучения, создаваемого таким пучком на входе усилителя, как видно из рисунка, имеет довольно изрезанный характер. Дальше показано, что характер усиления существенно определяется способом первичной модуляции электронного пучка.

На рисунке 11а,б представлены пространственная динамика эффективности излучения (7.12) и модулей

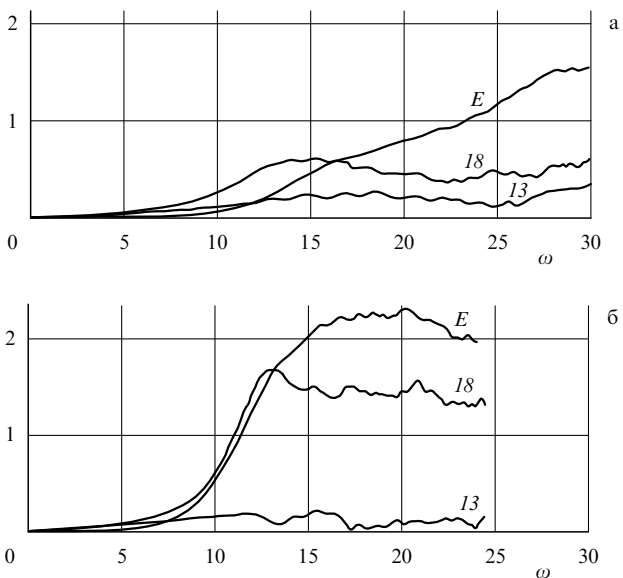


Рис. 11. Пространственная динамика полной эффективности излучения и амплитуд резонансных гармоник для комптоновского усилителя: (а) регулярная модуляция по плотности; (б) хаотическая модуляция по плотности.

амплитуд гармоник с частотами, наиболее близкими к резонансам волна – частица и волна – волна (для выбранных параметров — это 13-я и 18-я гармоники соответственно) в случае регулярной и хаотической модуляции. Из этих рисунков следуют выводы, которые перечислены в таблице.

Таблица. Характерные данные по комптоновскому усилителю при различной модуляции пучка

Характер модуляции пучка	Длина насыщения, см	Максимальные эффективность, %; мощность, МВт	Ширина спектра по полувысоте основного пика, 10^{10} рад с^{-1}
Регулярная	28	15; 160	8
Хаотическая	16	23; 240	2,5

Последняя колонка в таблице заполнена данными, взятыми из рис. 12, где показаны спектры и фазовые плоскости на стадии усиления, близкой к насыщению для каждого из способов модуляции пучка. Прослеживаются определенные закономерности. Чем выше степень хаотизации пучка на входе, тем меньше длина насыщения, выше максимальные эффективность и мощность излучения, уже полоса усиливаемых частот. Очевидно, что вместо "пучок на входе" можно использовать более общие слова "входной сигнал".

Объяснение полученных закономерностей может быть следующим. При регулярной модуляции пучка, как видно из рис. 10а, большое количество мод, в том числе и из зоны усиления, предсказанной линейной теорией (см. рис. 4 кривая б), с самого начала находятся примерно в равных условиях. Все эти моды и усиливаются, формируя сравнительно широкий спектр. Отметим, что в результирующем спектре, представленном на рис. 12а, присутствуют составляющие из областей, не предсказанных линейной теорией: есть усиленные моды в высокочастотной области, где линейная теория дает нулевой коэффициент усиления, и есть усиленные моды

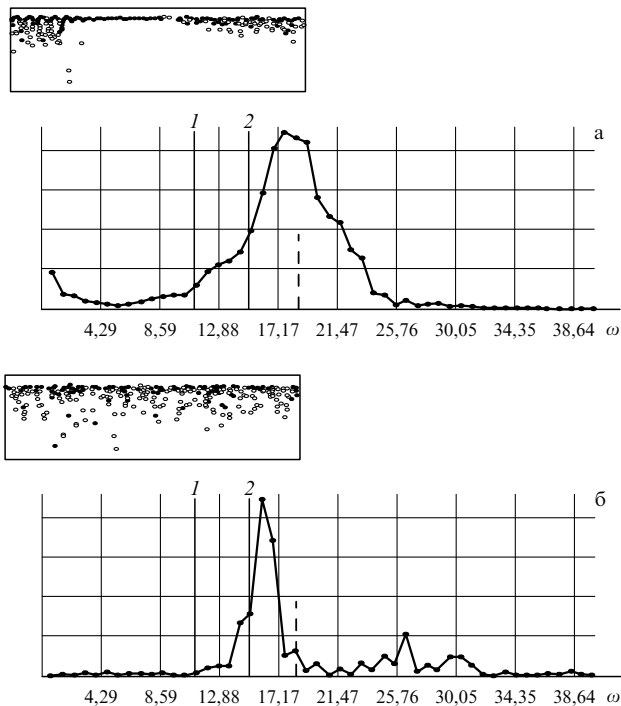


Рис. 12. Спектральные распределения на стадии насыщения для комптоновского усилителя: (а) регулярная модуляция по плотности; (б) частично хаотическая модуляция по плотности.

в области очень низких частот. Вероятно, это следствие нелинейного взаимодействия волн с близкими номерами s . Далее, на фазовой плоскости, представленной на рис. 10а, видно, что при регулярной модуляции пучка формируется поле в виде локальных пакетов, действующих только на часть электронов пучка. Даже на результирующей стадии (рис. 12а) в пучке имеются слабовозмущенные участки, которые не затрагиваются еще не успевшими расплыться волновыми пакетами. Поскольку не все электроны пучка участвуют во взаимодействии с полем, при регулярной модуляции оказывается наибольшей длина насыщения и наименьшей эффективность излучения.

Иная ситуация наблюдается при хаотической модуляции пучка. Так как в этом случае поле не разбито на последовательность коротких импульсов (см. фазовую плоскость на рис. 10б), то во взаимодействии участвуют все электроны пучка. Поэтому выше эффективность и меньше длина насыщения. То, что к моменту насыщения значительная часть электронов пучка провзаимодействовала с плазменными волнами и отдала им часть энергии, видно из фазовой плоскости на рис. 12б, где значительно число электронов с уменьшенной скоростью. Далее, при хаотической модуляции, как видно из рис. 10б, начальный спектр сильно изрезан и усиление волн начинается в разных условиях. Наиболее эффективно усиление тех волн, частоты которых лежат около максимума линейного коэффициента усиления. Этим объясняется узость спектра излучения при хаотической модуляции пучка.

Рассмотрим теперь рамановский усилитель, работающий на коллективном эффекте Черенкова. Параметры оставим прежние, только увеличим радиус плазмы до $r_p = 1,1$ см. Зависимость коэффициента усиления для этих параметров приведена на рис. 5.

На рисунке 13 изображены пространственные зависимости эффективности излучения (7.12), модуля амплитуды моды, находящейся в резонансе волна–волна (номер 11), модуля амплитуды моды, находящейся в резонансе волна–частица (номер 7). Кривые построены для регулярной модуляции пучка. Для других вариантов модуляции кривые мало отличаются от приведенных. Вообще, в рамановском усилителе способ модуляции пучка не играет существенной роли, поскольку усиление и так происходит в узкой полосе частот. При регулярной модуляции на начальном этапе происходит расплывание (т.е. монохроматизация) локальных волновых импульсов. При хаотической модуляции на фазовых плоскостях формируются регулярные (близкие к синусоидам) структуры, соответствующие взаимодействию пучка с одной модой. После этого вид начальной модуляции перестает играть существенную роль. Отметим следующие факты:

- максимальная эффективность порядка 14 %;
- максимальная мощность порядка 140 МВт;
- длина насыщения усиления порядка 50 см;
- после насыщения устанавливается квазистационарное состояние, когда сильноотермализованный пучок (см. ниже) и усиленные плазменные волны в среднем уже не взаимодействуют;
- волна, находящаяся в резонансе волна–частица (седьмая гармоника) не усиливается.

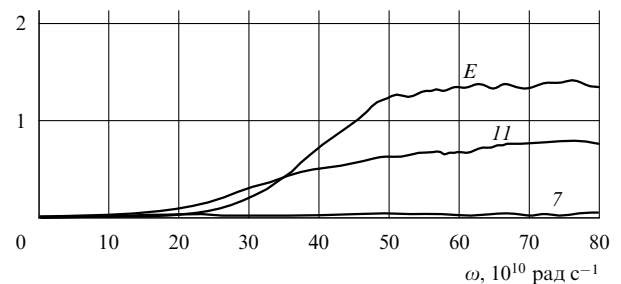


Рис. 13. Пространственная динамика полной эффективности излучения и амплитуд резонансных гармоник для рамановского усилителя при регулярной модуляции по плотности.

На рисунке 14 изображены спектры и фазовые плоскости на стадии насыщения в рамановском усилителе. При регулярной модуляции (рис. 14а) спектр не очень узкий, но расположен точно в том диапазоне частот, который предсказывает линейная теория (см. рис. 5). При хаотической модуляции (рис. 14б) спектр чрезвычайно узок — фактически усиливается одна мода на резонансе волна–волна. Во всех случаях после насыщения пучок сильно хаотизирован (термализован), что видно на фазовых плоскостях на рис. 14.

Рассмотрим еще один режим усиления — около порога по плазменной частоте, когда выполнено неравенство (4.15), но из-за большой величины тока в области очень низких частот есть узкая полоса усиления. Все параметры выберем, как у комптоновского усилителя с $r_p = 0,8$ см, но плазменную частоту уменьшим до $\omega_p = 15 \times 10^{10}$ рад с⁻¹. Коэффициент усиления для этих параметров представлен на рис. 15. Видно, что резонанс волна–частица отсутствует, а резонанс волна–волна приходится на область очень низких частот. При дальнейшем уменьшении плазменной частоты пропадет и резонанс волна–волна, а затем исчезнет и усиление.

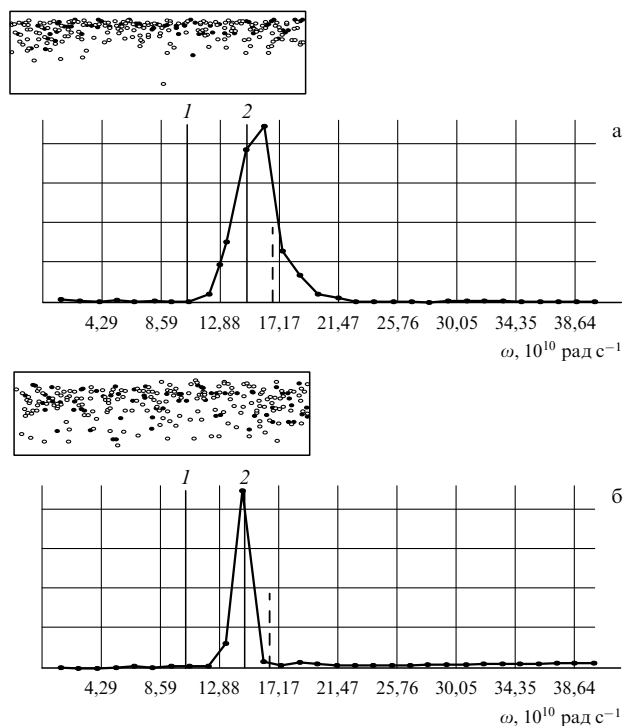


Рис. 14. Спектральные распределения на стадии насыщения для рамановского усилителя: (а) регулярная модуляция по плотности; (б) хаотическая модуляция по плотности.

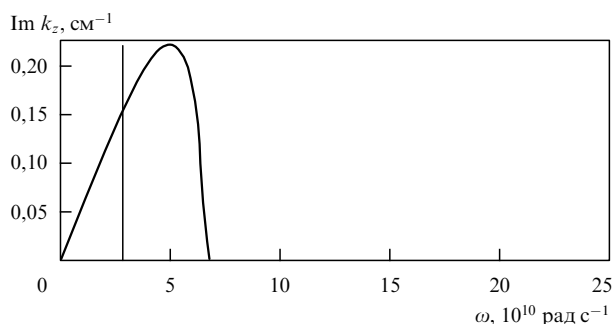


Рис. 15. Коэффициент усиления для комптоновского усилителя при низком значении плазменной частоты.

На рисунке 16 показана пространственная динамика эффективности усиления и модулей амплитуд второй и третьей гармоник. Можно сделать вывод, что при околопороговой плазменной частоте эффективность излучения может быть очень высока — до 24%, а мощность излучения достигает уровня порядка 250 МВт. На рисунке 17 показан спектр излучения. Видно, что усиление наблюдается в очень узкой области частот, как раз там, где расположен максимум линейного коэффициента усиления. Кроме того, имеется небольшой пик в спектре усиливаемых волн, приходящийся на область удвоенных частот, что обусловлено, очевидно, нелинейной генерацией вторых гармоник плотности заряда пучка. Вероятно, усиление при околопороговой плотности плазмы представляет интерес для создания низкочастотных источников квазимонохроматического излучения. Рисунки 16 и 17 построены для регулярной модуляции пучка. Другие способы модуляции приводят к аналогичным результатам, но замеченная ранее закономерность

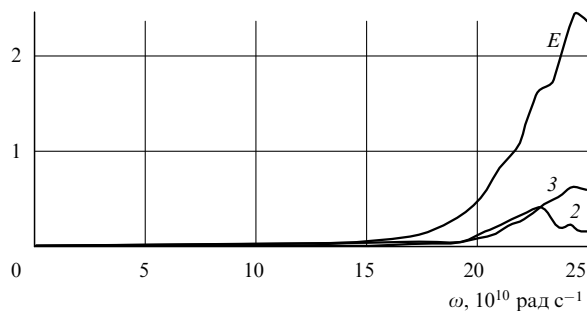


Рис. 16. Пространственная динамика полной эффективности излучения и амплитуд второй и третьей гармоник для комптоновского усилителя при низком значении плазменной частоты и регулярной модуляции пучка по плотности.

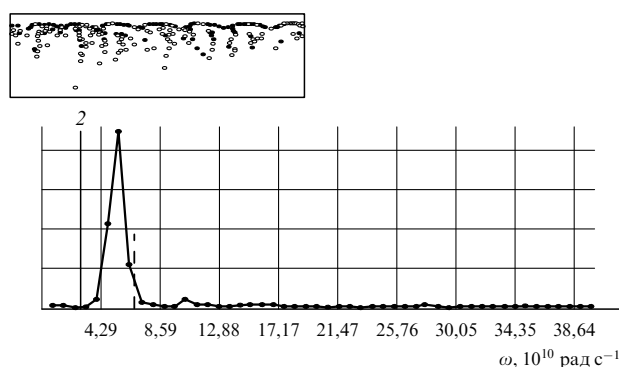


Рис. 17. Спектральные распределения на стадии насыщения для комптоновского усилителя при низком значении плазменной частоты и регулярной модуляции пучка по плотности.

сохраняется: чем регулярнее модуляция, тем шире спектр и меньше эффективность излучения.

9. Заключение

В заключение еще раз отметим, что все конкретные результаты настоящей работы получены для реальных систем, исследуемых в экспериментах. Главное, что теория предсказывает в целом результаты, которые получаются экспериментально. Это касается таких важнейших характеристик, как пороговая плазменная частота, стартовый ток пучка, диапазон излучаемых частот, интегральная эффективность излучения и т.п. Но, безусловно, имеются и определенные сложности, связанные главным образом с явной недостаточностью полученных к сегодняшнему дню экспериментальных данных по сильным релятивистским плазменным источникам СВЧ-излучения. По мере получения новых данных эксперимента мы надеемся на более полное сравнение его и теории и намерены обсудить ряд факторов, на которых пока не сочли возможным останавливаться.

Список литературы

1. Богданкевич Л С, Рухадзе А А *УФН* **103** 609 (1971)
2. Богданкевич Л С, Кузелев М В, Рухадзе А А *УФН* **133** 3 (1981)
3. Кузелев М В и др. *УФН* **146** 709 (1985)
4. Кузелев М В, Рухадзе А А *УФН* **152** 285 (1987)

5. Кузелев М В, Рухадзе А А, Филиппычев Д С, в сб. *Релятивистская высокочастотная электроника* (Горький: ИПФАН СССР, 1981) с. 170
6. Кузелев М В и др., в сб. *Релятивистская высокочастотная электроника* (Горький: ИПФАН СССР, 1983) с. 160
7. Кузелев М В и др. *Физика плазмы* **13** 1087 (1987)
8. Кузелев М В, Рухадзе А А, в сб. *Релятивистская высокочастотная электроника* (Горький, ИПФАН СССР, 1988) с. 7; в сб. *Проблемы физики и астрофизики* (к 70-летию В.Л. Гинзбурга) (М.: Наука, 1989) с. 70
9. Рухадзе А А и др. *Физика сильнооточных релятивистских электронных пучков* (М.: Атомиздат, 1980)
10. Кузелев М В, Рухадзе А А *Электродинамика плотных электронных пучков в плазме* (М.: Наука, 1990)
11. Ахиезер А И, Файнберг Я Б *ДАН СССР* **555** 65 (1949)
12. Bohm D, Gross E *Phys. Rev.* **75** 1851 (1949)
13. Файнберг Я Б *Атомная энергия* **11** 313 (1961)
14. Файнберг Я Б *УФН* **93** 1851 (1969)
15. Бернашевский Г А и др. *Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ* (М.: Сов. радио, 1965)
16. Незлин М В *УФН* **120** 481 (1976)
17. Незлин М В *Динамика пучков в плазме* (М.: Энергоиздат, 1982)
18. Tajima T *Phys. Fluids* **22** 139 (1979)
19. Айзацкий Н И *Физика плазмы* **6** 597 (1980)
20. Кузелев М В, Рухадзе А А *Письма в ЖТФ* **6** 1388 (1980)
21. Богданов В В, Кузелев М В, Рухадзе А А *Физика плазмы* **10** 548 (1984)
22. O'Neil T *Phys. Fluids* **8** 2255 (1965)
23. Онищенко И Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **12** 407 (1970); *Plasma Phys.* **14** 591 (1972)
24. Ковтун Р И, Рухадзе А А *ЖЭТФ* **58** 1709 (1970)
25. Шапиро В Д, в сб. *Проблемы теории плазмы* (Киев: Наукова думка, 1972) с. 257
26. Трубецков Д И, Пищик Л А *Физика плазмы* **15** 342 (1989)
27. Рухадзе А А *Вестник АН СССР. Сер. Физика* **1** 19 (1972)
28. Богданкевич Л С, Рухадзе А А, в сб. *Проблемы теории плазмы* (Киев: Наукова думка, 1972) с. 210
29. Диденко А Н, Григорьев В П, Усов Ю П *Мощные электронные пучки и их применение* (М.: Атомиздат, 1977)
30. Абрамян Е А, Альтеркоп Б А, Кулешов Г Д *Интенсивные электронные пучки* (М.: Энергоиздат, 1984)
31. Ковалев Н Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **18** 232 (1973); в сб. *Релятивистская высокочастотная электроника* (Горький: ИПФАН СССР, 1979) с. 76
32. Carmal J, Friedman M, Raizer M *Phys. Rev. Lett.* **33** 1478 (1974)
33. Гапонов-Грегов А В, Петелин М И *Вестник АН СССР* **4** 11 (1979)
34. *Релятивистская высокочастотная электроника* (Горький: ИПФАН СССР, вып. 1–6 за 1979–1988 гг.); *Генераторы когерентного излучения на свободных электронах* (М.: Мир, 1983)
35. Кузелев М В и др. *ЖЭТФ* **83** 1358 (1982)
36. Кузелев М В и др. *ДАН СССР* **267** 829 (1982)
37. Селиванов И А и др. *Физика плазмы* **15** 1283 (1989)
38. Рабинович М С, Рухадзе А А *Физика плазмы* **2** 715 (1976)
39. Богданкевич Л С, Рабинович М С, Рухадзе А А *Изв. вузов. Сер. Физика* **10** 47 (1979)
40. Блюх Ю П и др. *ДАН СССР* **125** 56 (1982)
41. Рухадзе А А, Стрелков П С, Шкварунец А Г *Физика плазмы* **20** 682 (1994)
42. Кузелев М В и др. *ЖЭТФ* **109** 2048 (1996)
43. Кузелев М В и др. *ЖЭТФ* **101** 460 (1992)
44. Красильников М А, Кузелев М В, Рухадзе А А *ЖЭТФ* **108** 521 (1995)
45. Биро М и др. *ЖЭТФ* **111** (4) 1258 (1997)
46. Кузелев М В, Рухадзе А А *Физика плазмы* **23** (10) (1997) (в печати)
47. Александров А Ф и др. *ЖТФ* **5** 2381 (1980)
48. Абубакиров Э Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **9** (9) 533 (1983)
49. Бондарь Ю Ф и др. *Физика плазмы* **9** 383 (1983)
50. Воронков С Н, Лоза О Т, Стрелков П С *Физика плазмы* **17** 751 (1991); **19** 601 (1993)
51. Кузелев М В, Панин В А *Физика плазмы* **19** 732 (1993)
52. Кузелев М В, Панин В А, Плотноков А П *Физика плазмы* **17** 1459 (1991)
53. Кузелев М В и др. *ДАН СССР* **300** (5) 1112 (1988)
54. Дорофеев В Г, Красовицкий В Б, Фомин Г В *ЖЭТФ* **98** 419 (1990)
55. Кузелев М В и др. *Труды ИОФАН* Т. 45 (М.: Наука, 1994) с. 17
56. Каценеленбаум Б З *Высокочастотная электродинамика* (М.: Наука, 1966)
57. Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1970)
58. *Электродинамика плазмы* (Под ред. А И Ахиезера) (М.: Наука, 1974)
59. Либов Р *Введение в теорию кинетических уравнений* (М.: Мир, 1974)
60. Кузелев М В, Рухадзе А А *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **36** (10) 867 (1993)
61. Кузелев М В, Мухаметзянов Ф Х, Шкварунец А Г *Физика плазмы* **9** 1137 (1983)
62. Александров А Ф, Кузелев М В, Халилов А Н *ЖЭТФ* **93** (5(11)) 1714 (1987)
63. Кадомцев Б Б, Михайловский А Б, Тимофеев А В *ЖЭТФ* **47** 2266 (1964)
64. Федосов А И и др. *Изв. вузов. Сер. Физика* **10** 134 (1977)
65. Беломытцев С Я и др. *Физика плазмы* **7** 86 (1981)
66. Birau M *Phys. Rev. E* **54** (5) 5599 (1996)
67. Birau M et al. *ICPIG*, 1997, Toulouza, 1997 (in press)

Problems in the relativistic theory of microwave plasma electronics

M. Birau

LPMI, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

Tel. 33 (1) 69 33 32 74. Fax 33 (1) 69 33 30 23

E-mail: birau@lpmi.polytechnique.fr

M.A. Krasil'nikov, M.V. Kuzelev

Moscow State University of Printing Art

ul. Pryanishnikova 2a, 127550 Moscow, Russia

Tel. (7-095) 976-40 88. Fax (7-095) 976-06 35

A.A. Rukhadze

General Physics Institute, Russian Academy of Sciences

ul. Vavilova 38, 117942 Moscow, Russia

Tel. (7-095) 135-02 47. Fax (7-095) 135-02 70

A review is presented of the theoretical studies on wide-band microwave sources employing the stimulated Cherenkov radiation of relativistic electron beams in a plasma waveguide. The motivation for such studies lies in recent experiments on microwave plasma noise sources using intense relativistic electron beams. Although only theoretical problems are discussed, all necessary estimates are obtained using parameter values taken from actual General Physics Institute experiments, in part already published. A very incomplete preliminary comparison of theoretical and experimental results is given.

PACS numbers: 41.75.Ht, **52.60.+h**, 52.70.Gw

Bibliography — 67 references

Received 26 November 1996, revised 18 March 1997