

УДК 621.385.6

ЦИКЛОТРОННОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ — КЛАССИЧЕСКИЙ АНАЛОГ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ДИКЕ

В. В. Железняков, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский

Установлена аналогия между процессом коллективного спонтанного излучения (сверхизлучения Дике) в системе двухуровневых инвертированных атомов и процессом диссипативной неустойчивости медленной циклотронной волны в системе классических электронных осцилляторов, движущихся вдоль магнитного поля в условиях аномального эффекта Доплера. В обоих случаях анализ проведен для одномерной модели ограниченного образца активной среды. Определены условия, при которых поток классических электронных осцилляторов в магнитной ловушке может спонтанно излучать короткие когерентные импульсы в модах с дискретным спектром. Найдены параметры этих импульсов в одномодовом и многомодовом режимах такого циклотронного сверхизлучения.

1. Введение. Целью данной работы является проведение аналогии между эффектами сверхизлучения в системе квантовых осцилляторов, обладающих двумя энергетическими уровнями, и в системе классических осцилляторов, обладающих квазиэквидистантным спектром энергетических уровней. Как станет ясно из дальнейшего, постановка этого вопроса связана с тем, что в настоящее время как в квантовой, так и в классической электронике широко исследуются способы генерации мощных когерентных импульсов электромагнитного излучения, не требующие использования резонаторов либо основанные на применении малодобротных резонаторов [1–6]. Попытки отказа от высокодобротных резонаторов, облегчавших достижение условий генерации, вызваны целым рядом причин, начиная с трудностей создания таких резонаторов для генераторов в некоторых диапазонах длин волн (скажем, в рентгеновском или субмиллиметровом) и кончая необходимостью увеличения энерговклада накачки и укорочения длительности импульсов излучения с целью повышения их мощности.

Реализованные способы генерации в более или менее открытых образцах чаще всего эксплуатируют так называемый эффект суперлюминесценции, т. е. вынужденного усиления спонтанного излучения несфазированных возбужденных частиц. В этом случае фотон, спонтанно излученный на одном конце образца, по мере распространения в активной среде вызывает (индуцирует) излучение фотонов остальными возбужденными частицами, причем каждый из вновь родившихся фотонов сам становится причиной появления новых фотонов. В результате такого процесса интенсивность излучения на другом конце образца может существенно превышать суммарную интенсивность некогерентного спонтанного излучения такого же числа отдельных, изолированно излучающих частиц. Указанный механизм используется в импульсных суперлюминесцентных лазерах, в которых благодаря большому коэффициенту усиления на длине образца вся запасенная энергия частиц высвечивается в течение нескольких проходов импульса излучения через образец*. Следует подчеркнуть, что процесс суперлюминесценции развивается медленно в масштабе време-

* При постоянно действующей накачке в таких образцах возможен стационарный режим излучения. Он типичен, в частности, для космических молекулярных мазеров, реализующихся в естественных условиях на протозвездах и в газовых оболочках старых звезд и планет [7].

ни T_2 некогерентной релаксации дипольных колебаний отдельных частиц (атомов) и поэтому возникающая в образце поляризация оказывается сравнительно небольшой, а связанное с ней коллективное поведение частиц проявляется слабо. Очевидно, что для увеличения скорости процесса высвечивания внутренней энергии частиц и, следовательно, повышения мощности излучения необходимо обеспечить условия более эффективной фазировки колебаний излучающих частиц.

В этой связи важен анализ тех механизмов генерации, при которых возникновение колебаний излучающих частиц и их взаимная фазировка происходят самопроизвольно как следствие взаимодействия частиц друг с другом через поле излучения. Особый интерес представляет тот случай, когда постоянно действующая накачка отсутствует и процесс излучения, развивающийся в открытой неравновесной системе изначально неколеблющихся активных частиц, является нестационарным когерентным процессом с малой длительностью:

$$\Delta t \ll T_2. \quad (1.1)$$

Такой быстрый переходный процесс, называемый **коллективным спонтанным излучением**, имеет ряд преимуществ и принципиальных отличий от процесса суперлюминесценции. В частности, благодаря когерентному характеру релаксации возбуждений активных частиц в процессе их коллективного спонтанного излучения следует рассчитывать на получение более коротких и мощных импульсов.

В квантовой электронике указанный процесс известен как сверхизлучение Дике [8]. Он реализуется в достаточно плотных образцах возбужденных атомов, взаимодействующих между собой посредством собственного резонансного излучения, в случае, когда их кооперативная частота $|\omega_c| \gg 2/T_2$. (При малой плотности активных атомов, ограничивающей величину их кооперативной частоты условием $|\omega_c| \ll 2/T_2$, возможна лишь суперлюминесценция.) Впервые явление сверхизлучения Дике наблюдалось в СВЧ диапазоне в неравновесных спиновых системах [2]. В 70-х годах были осуществлены эксперименты по сверхизлучению в открытых образцах газа возбужденных атомов в видимом, инфракрасном и миллиметровом диапазоне длин волн (см. [3, 4]). Недавно было получено также оптическое сверхизлучение в твердотельных образцах с примесными активными центрами [9, 10]. Теория сверхизлучения Дике, имеющего характер абсолютной неустойчивости в открытом образце квантовых осцилляторов (двухуровневых атомов), хорошо разработана [4, 11, 12]. Для полноты картины ее электродинамические аспекты изложены в разд. 2 и 3.

В классической электронике, где активными частицами являются движущиеся электроны-осцилляторы со слабо неэквидистантным спектром энергетических уровней, подобные нестационарные когерентные процессы коллективного спонтанного излучения мало изучены, хотя согласно изложенному они представляют определенный интерес. Преимущественным вниманием в современной высокочастотной электронике пользуются квазистационарные процессы, в которых генерация поля достигается за счет индуцированного излучения возбужденных осцилляторов в электронном потоке, проходящем через резонатор [5, 6, 13–16]. При этом фазировка высокочастотных колебаний электронных осцилляторов возникает под действием квазистационарного поля излучения, накапливающегося в резонаторе. Именно в этих условиях Гапоновым [13, 14] и Лэмбом [17] была развита известная аналогия между квантовыми молекулярными мазерами и классическими электронными мазерами (мазерами на циклотронном резонансе). Очевидно, что если исключить высокодобротный резонатор, т. е. перейти к более открытым электронным системам, характерным, в частности, для некоторых типов лазеров на свободных электронах, то несмотря на возможный нестационарный характер процесса в достаточно плотном сгустке электронов тоже можно рассчитывать на самофазировку их ко-

лебаний посредством собственного поля излучения. Отсюда ясно, что и в классической электронике могут быть реализованы быстрые переходные процессы сверхизлучательного типа, сопровождающиеся импульсным высвечиванием колебательной энергии электронов (см., например, [18]).

С точки зрения установления наиболее полной аналогии между процессами, коллективного спонтанного излучения (сверхизлучения) в классической и квантовой электронике основным является тот случай, когда классические электронные осцилляторы изначально не обладали колебательной энергией, но по какой-либо причине образовывали неравновесную систему. В частности, подобная неравновесная ситуация имеет место, как было показано в [19], для прямолинейного потока электронов, летящих вдоль однородного магнитного поля в условиях аномального эффекта Доплера (см. разд. 4). В настоящей работе анализ развивающегося в этих условиях коллективного спонтанного излучения электронов проведен на примере простейшей одномерной модели магнитной ловушки (разд. 5). Показано, что по своему механизму коллективное спонтанное излучение в системе классических электронов-осцилляторов в магнитном поле аналогично сверхизлучению Дике в системе квантовых (двухуровневых) осцилляторов. Поэтому, по аналогии с последним, первое может быть названо циклотронным сверхизлучением. Особенности нелинейной стадии циклотронного сверхизлучения в условиях аномального эффекта Доплера обсуждаются в разд. 6.

2. Электродинамическое описание сверхизлучения Дике в системе квантовых (двухуровневых) осцилляторов. Сверхизлучение Дике представляет собой квазимонохроматическое электромагнитное излучение из открытого макроскопического образца двухуровневых атомов, которые в начальный момент времени $t=0$ были инвертированы, т. е. переведены в верхнее возбужденное состояние ψ_2 с энергией \mathcal{E}_2 . Поскольку инвертированное состояние не является устойчивым, неизбежен спонтанный распад, возвращающий атомы в нижнее состояние ψ_1 с энергией $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 - \hbar\omega_0$. Оказывается, что в определенных условиях возникающий релаксационный процесс имеет коллективный характер и осуществляется за время (t_d), много меньшее времени спонтанного распада возбужденного состояния изолированного атома: $t_d \ll T_1 = 3\hbar c^3 / 4\omega_0^3 d^2$ (d — дипольный момент атомного перехода $2 \leftrightarrow 1$ на

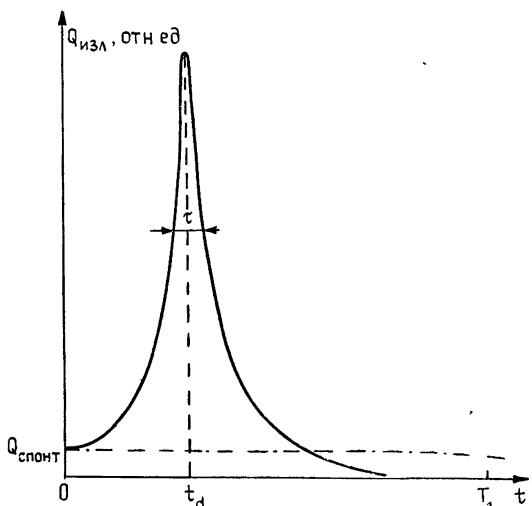


Рис. 1.

частоте ω_0 , \hbar — постоянная Планка, c — скорость света). В течение этого переходного процесса у атомов возникают сфазированные дипольные колебания, когерентное излучение которых и формирует импульс сверхизлучения, схематически показанный на рис. 1. Его мощность $Q_{изл}$ на несколько порядков превосходит мощность некогерентного спонтанного излучения такого же числа изолированных атомов и в вытянутых образцах сосредоточена в узком телесном угле. Длительность импульса сверхизлучения τ обычно меньше времени его задержки t_d в 10—20 раз и в типичных экспериментах составляет (1—10) нс.

На самом начальном этапе процесс фазировки дипольных колебаний атомов, предоставленных самим себе, имеет квантово-статистический характер [4, 11, 20]. Однако довольно быстро, с появлением большого числа фотонов, электромагнитное поле (E , B) и плотность поляризации среды (P) приобретают классический динамический характер, и сверхизлучение можно описывать в полуклассическом приближении [12]:

$$\text{rot } E = -c^{-1} \dot{B}, \quad \text{rot } B = c^{-1} (\dot{E} + 4\pi \dot{P}) + 4\pi\sigma c^{-1} E; \quad (2.1)$$

$$\ddot{P} + 2T_2^{-1} \dot{P} + (\omega_0^2 + T_2^{-2}) P = E \omega_c^2 / 4\pi; \quad (2.2)$$

$$\Delta \dot{N} = -T_1^{-1} 2N_2 + 2E \dot{P} / \hbar \omega_0 \quad (2.3)$$

(точка обозначает $\partial/\partial t$). В (2.1) учитывается возможность омической диссипации за счет электропроводности σ «фоновой» среды (для ограниченных образцов аналогичным фактором служат дифракционные потери излучения). Активная среда моделируется системой одинаково ориентированных и равномерно распределенных в образце двухуровневых атомов с концентрацией N и с однородным уширением спектральной линии $T_2^{-1} \geq T_1^{-1}$. Коэффициент связи поляризации с полем в (2.2) (в пренебрежении поправкой Лоренца к действующему полю) определяется плотностью разности населенностей $\Delta N = N_2 - N_1$ энергетических уровней атомов, точнее квадратом так называемой кооперативной частоты

$$\omega_c^2 = -8\pi d^2 \omega_0 \hbar^{-1} \Delta N. \quad (2.4)$$

Поскольку обычно дипольный момент атомного перехода $d \leq 10^{-18}$ ед. СГС и $|\Delta N| \ll 10^{20} \text{ см}^{-3}$, то $|\omega_c| \ll \omega_0$ даже в СВЧ диапазоне.

Для инвертированного образца $\Delta N > 0$ и значение $\omega_c^2 < 0$. В процессе сверхизлучения, когда внешняя накачка отсутствует, значение ω_c^2 постепенно меняется вследствие работы поля E над током $j = \dot{P}$. В результате меняется значение диэлектрической проницаемости

$$\epsilon(\omega) = 1 + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} - \frac{\omega_c^2}{(\omega + i/T_2)^2 - \omega_0^2}. \quad (2.5)$$

Она определяется из (2.2) для полей вида $E = (E_0/2) \exp(-i\omega t) + \text{к. с.}$ при $E \parallel P$ в линейном приближении, т. е. с использованием среднего по высокочастотному периоду значения $\Delta N(t)$. С точки зрения макроскопической электродинамики именно функция (2.5) $\epsilon = \epsilon(\Delta N)$ отражает квантовую (двухуровневую) природу атомных осцилляторов*.

Эффект сверхизлучения проще всего объяснить в пределе крупинчатого образца объемом $V \ll \lambda_0^3 = (2\pi/\omega_0)^3$ (модель Диже) [8, 21]. В этом случае, считая для простоты крупинку шарообразной и полагая $\sigma = 0$, можно воспользоваться решениями двух известных электродинамических задач: об излучении в вакуум точечного высокочастотного диполя $PV = (P_0 V/2) \exp(-i\omega t) + \text{к. с.}$ и о поляризации диэлектрического шарика во внешнем квазистатическом поле. Согласно первой, на атомы крупинки действует поле реакции их собственного излучения $E_{\text{изл}} = 2PV/3c^3$, обеспечивающее мощность радиационных потерь $Q_{\text{изл}} = \omega_0^4 |P_0 V|^2 / 3c^3$. Согласно второй, существует резонансное значение диэлектрической проницаемости $\epsilon_p = -2$, при котором в шарике возни-

* Приведенное утверждение сделано в рамках полуклассического приближения и поэтому не исключает того обстоятельства, что квантово-статистические свойства двухуровневых атомов определяют неустранимые флуктуации параметров сверхизлучения Диже от выстрела к выстрелу, а также в известной мере влияют на эффективные значения времен некогерентной релаксации поляризации (T_2) и разности населенностей (T_1).

кает конечная однородная поляризация P_0 и соответствующее внутреннее поле $E_0 = 4\pi P_0/(\epsilon_p - 1)$ под действием сколь угодно малого внешнего поля. При этом энергия высокочастотного поля в инвертированной крупинке определяется известной электродинамической формулой и оказывается отрицательной:

$$W = V \frac{|E_0^2|}{16\pi} \frac{d[\omega_e(\omega)]}{d\omega} \approx V \frac{|E_0^2|}{8\pi} \frac{9\omega_0^2}{\omega_c^2} < 0. \quad (2.6)$$

Обращаясь далее к закону изменения энергии $\dot{W} = -Q_{изл}$, обнаруживаем экспоненциальный рост поляризации $P_0(t) = P_0(0) \exp(\omega''t)$, а следовательно, мощности излучения крупинки, задаваемый инкрементом

$$\omega'' = -Q_{изл}/2W = -\omega_c^2 \omega_0^2 V / 12\pi c^3 > 0. \quad (2.7)$$

Если $\omega'' \gg T_2^{-1}$, т. е. плотность инвертированных атомов достаточно высока, то коллективное взаимодействие атомов через поле реакции излучения будет превалировать над некогерентной релаксацией поляризации и произойдет быстрое когерентное высвечивание энергии инвертированных атомов из крупинки за время $t_d \ll T_2$. В итоге ясно, что сверхизлучение Дике в случае крупинки является следствием диссипативной неустойчивости ее дипольной моды, обладающей отрицательной энергией и поэтому нарастающей за счет потерь энергии на излучение в вакуум.

В адиабатическом приближении динамика развития этой диссипативной неустойчивости на временах $t \ll T_{1,2}$ описывается уравнениями [12]

$$\dot{Q}_{изл} = 2\omega''(t) Q_{изл}, \quad \Delta \dot{N} = -2Q_{изл}/V\hbar\omega_0, \quad (2.8)$$

которые совместно с (2.7), (2.4) учитывают изменение внутренней энергии атомов $\hbar\omega_0 \Delta N(t) V$ в процессе сверхизлучения. Решение уравнений (2.8) при начальном значении $Q_{изл}(t=0) = Q_{спонт} = \hbar\omega_0 \Delta N_0 V / T_1$ приводит к известной форме импульса сверхизлучения крупинки [4, 11, 21]:

$$Q_{изл} = \frac{\hbar\omega_0 \Delta N_0 V}{4\tau} \operatorname{ch}^{-2}\left(\frac{t - t_d}{2\tau}\right), \quad \Delta N = -\Delta N_0 \operatorname{th}\left(\frac{t - t_d}{2\tau}\right), \\ \tau = 1/2\omega''(t=0). \quad (2.9)$$

Длительность импульса сверхизлучения и время его задержки фактически задаются начальным числом инвертируемых атомов: $\tau = T_1/\Delta N_0 V$, $t_d = \tau \ln(\Delta N_0 V)$. Оно же определяет и превышение максимальной мощности сверхизлучения над мощностью некогерентного спонтанного излучения: $Q_{изл}(t=t_d)/Q_{спонт} = \Delta N_0 V / 4$. Последнее свидетельствует о том, что в процессе сверхизлучения все атомные диполи в крупинке оказываются сфазированными и ведут себя как один большой диполь.

3. Свойства сверхизлучения в протяженных образцах инвертированных атомов. При анализе сверхизлучения протяженных образцов с длиной $L \gg \lambda_0$ необходимо дополнительно учитывать эффекты распространения когерентного излучения в активной среде. Для простоты будем рассматривать сверхизлучение в одномерной задаче, имея в виду плоский однородный слой активной среды, занимающий область $0 < z < L$, и ограничиваясь исследованием плоских волн, распространяющихся перпендикулярно к слою (т. е. вдоль оси z , см. рис. 3 ниже). Как известно [11], такая модель адекватно описывает сверхизлучение в длинном открытом цилиндрическом образце с малым поперечным сечением $S \leq L\lambda_0$. При этом в силу малости числа Френеля $F = S/L\lambda_0 \leq 1$ следует учитывать дифракционное излучение через боковую по-

верхность цилиндра, добавляя к омической проводимости σ эффективную величину «дифракционной диссипации» поля порядка $c/6\pi FL = \omega_0(\lambda_0/2\pi)^2/3S$.

Согласно дисперсионному уравнению $c^2k^2 = \omega^2\epsilon(\omega)$, получающемуся из (2.1) для комплексных частот $\omega = \omega' + i\omega''$ плоских волн $E = (E_\perp/2) \times \exp(-i\omega t + ikz) + \text{к. с.}$, в однородной двухуровневой среде (2.5) при фиксированной инверсии ΔN существуют волны двух типов — электромагнитная волна и волна поляризации * [12]:

$$\begin{aligned} \omega_{e,p} = \omega_0 - iT_2^{-1} + (1/2)[ck - \omega_0 + i(T_2^{-1} - 2\pi\sigma)] \times \\ \times \{1 \pm \sqrt{1 + \omega_c^2/[ck - \omega_0 + i(T_2^{-1} - 2\pi\sigma)]^2}\}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

В отсутствие инверсии атомов спектр волн (3.1) известен как поляритонный, он изучался в физике твердого тела [21, 22]. Для инвертированной среды спектр принимает вид, изображенный на рис. 2а (при действительных волновых числах k). Неустойчивость волн возникает при $-\omega_c^2 > 2\pi\sigma/T_2$ и наиболее эффективна в центре линии при $ck = (\omega_0^2 + T_2^{-2})^{1/2}$, где инкременты максимальны:

$$\omega_{e,p}'' = -T_2^{-1} + (1/2)(T_2^{-1} - 2\pi\sigma)[1 \pm \sqrt{1 - \omega_c^2/(T_2^{-1} - 2\pi\sigma)^2}]. \quad (3.2)$$

Существенно, что неустойчивой может быть только одна из двух волн — электромагнитная или волна поляризации в зависимости от соотношения между диссипативными параметрами $2\pi\sigma \leq T_2^{-1}$ (на рис. 2а неустойчивая волна выделена жирной линией). Общая область неустойчивых волновых чисел сосредоточена в интервале между значениями [12]

$$\begin{aligned} k_{1,2} = c^{-1}[\omega_0^2 + T_2^{-2} + (1/2 + T_2^{-1}/4\pi\sigma)[- \omega_c^2 - 8\pi\sigma T_2^{-1} \mp \\ \mp (-\omega_c^2 - 8\pi\sigma T_2^{-1})^{1/2}(-\omega_c^2 + 8\pi\sigma T_2^{-1}\omega_0^2)^{1/2}]]^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Она схематически представлена на рис. 2б.

Обычные представления о мазерной неустойчивости [1, 2] относятся к электромагнитной волне $\omega_e(k)$ в условиях сильной релаксации поляризации и слабой диссипации поля $T_2^{-1} \gg |\omega_c| \gg 2\pi\sigma$, когда плотность инвертированных атомов невелика. Тогда, согласно (3.2), $\omega_e'' = -\omega_c^2 T_2/4 - 2\pi\sigma$, а $\omega_p'' \approx -T_2^{-1}$. Именно в этих условиях реализуется обсуждавшийся во Введении режим суперлюминесценции. Для его описания благодаря большой ширине спектральной линии $T_2^{-1} \gg \omega_e''$ можно ограничиться уравнениями переноса интенсивности излучения, называемыми также балансными или кинетическими и отвечающими замене дифференциального уравнения (2.2) алгебраическим соотношением $P_\perp = -iT_2 d^2 \hbar^{-1} \Delta N E_\perp$ для медленных амплитуд бегущих электромагнитных волн.

Напротив, эффект сверхизлучения характерен для образцов с большой концентрацией активных атомов, когда $T_2^{-1} \ll |\omega_c|$ и в силу когерентности процессов необходим учет собственной пространственно-временной динамики колебаний поляризации среды. В этом случае поле в образце нельзя представить в виде набора некогерентных спектрально неперекрывающихся компонент, поскольку из-за существ-

* Рассматриваем только интересующую нас область резонанса $|\omega_0 - ck| \ll \omega_0$, считая, что $T_2^{-1}, 2\pi\sigma, |\omega_c| \ll \omega_0$, и для определенности ограничиваясь обычно реализующимся случаем $|\omega_c^2 T_2/4| \ll \omega_0$, когда поляризуемость активной среды мала, т. е. амплитуда поляризации в волнах $|P_\perp| \ll |E_\perp| \approx |B_\perp|$. Название «волна поляризации» для одной из дисперсионных ветвей (3.1) связано с тем, что в ней при одинаковой амплитуде поля E_\perp амплитуда поляризации активной среды больше (обычно многое больше), чем в электромагнитной волне.

венной нестационарности процесса эффективная ширина спектральных компонент излучения (порядка $\max \omega_{e,p}''$) превышает ширину спектральной линии среды (T_2^{-1}). Согласно (3.2) в интересующих нас условиях эффективного отбора энергии от инвертированного образца за счет диссипации поля ($2\pi\sigma > T_2^{-1}$) решающую роль играет развитие неустойчивости волны поляризации. Ее инкремент $\omega_p'' = -\omega_c^2/8\pi\sigma - T_2^{-1}$ при $|\omega_c| \ll 2\pi\sigma$ (ср. (2.7)) и достигает максимального значения $\omega_p'' \sim |\omega_c|/2$ при большой плотности инвертированных атомов, когда $|\omega_c| \geq 2\pi\sigma$.

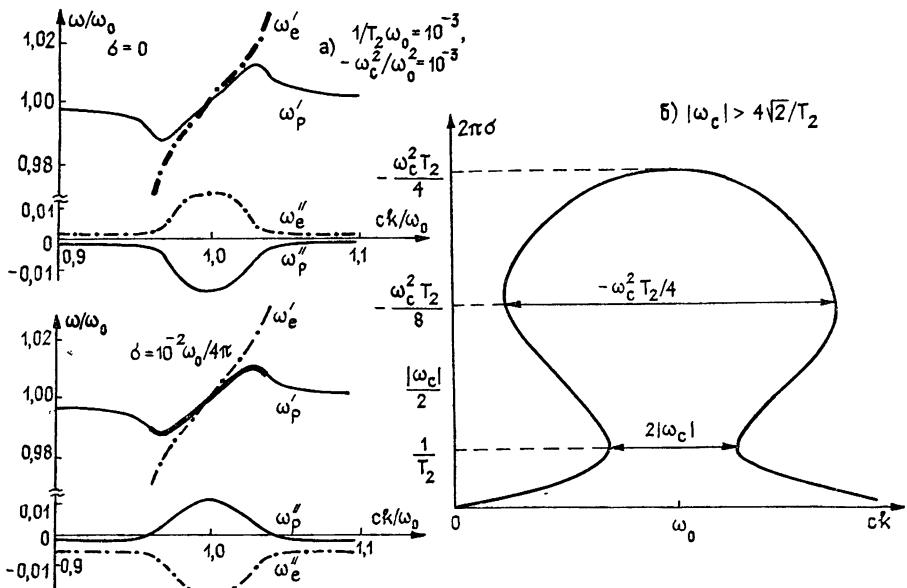


Рис. 2.

Как показано в [12], неустойчивость волны поляризации представляет собой диссипативную неустойчивость волны отрицательной энергии. Волновые неустойчивости такого рода хорошо известны, например, в физике плазмы [23], электронике [24, 25] и гидродинамике [26]. В рассматриваемом случае характер неустойчивости легко выясняется на основе закона изменения длины вектора Блоха $S_B = (P\sqrt{1+(\omega_0 T_2)^{-2}}, -\dot{P}/\omega_0, \Delta N d)$ и закона изменения плотности энергии среды и поля, которые следуют из (2.2), (2.3) и (2.1), (2.3) соответственно:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[(\Delta N d)^2 + \left(\frac{\dot{P}}{\omega_0} \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{\omega_0^2 T_2^2} \right) P^2 \right] = -\frac{4(\dot{P})^2}{T_2 \omega_0^2} + \frac{\omega_c^2 \hbar 2 N_2}{4\pi T_1 \omega_0}; \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{E^2 + B^2}{8\pi} + \frac{\hbar \omega_0 \Delta N}{2} \right) = -\frac{\hbar \omega_0 2 N_2}{2 T_1} - \sigma E^2 - \frac{c}{4\pi} \operatorname{div} [E, B]. \quad (3.5)$$

Чтобы определить знаки плотности энергии ω и плотности мощности потерь Q для линейных волн в среде с фиксированным значением $\Delta N = \Delta N_0$, следует сделать в (3.4) замену $\partial(\Delta N^2)/\partial t \approx 2\Delta N_0 \partial(\Delta N)/\partial t$, найти производную $\partial(\Delta N)/\partial t$ и подставить ее в (3.5). Тогда после усреднения по высокочастотному периоду закон изменения плотности энергии для медленных амплитуд плоской волны ($k \parallel z^0$) примет вид

$$\dot{\omega} = -Q - (c/8\pi)(\partial/\partial z) [E_\perp B_\perp^* \exp(2\omega'' t - 2k'' z)]; \quad (3.6)$$

$$\omega = [(|E_\perp|^2 + |B_\perp|^2)/16\pi + \pi\omega_c^{-2}(|\omega^2| + \omega_0^2 + T_2^{-2})|P_\perp^2|] \exp(2\omega'' t - 2k'' z); \quad (3.7)$$

$$Q = (0,5 \sigma |E_{\perp}^2| + 4\pi\omega_c^{-2} T_2^{-1} |\omega^2 P_{\perp}^2|) \exp(2\omega'' t - 2k'' z). \quad (3.8)$$

Используя (3.1), можно убедиться, что в инвертированной среде, где $\omega_c^2 < 0$, плотность энергии волны поляризации отрицательна ($\omega_p < 0$), а электромагнитной волны — положительна ($\omega_e > 0$). Поэтому, согласно (3.6), при отборе энергии из образца вследствие диссипации или излучения поля амплитуда волны поляризации будет увеличиваться, т. е. будет происходить фазировка и нарастание дипольных колебаний инвертированных двухуровневых атомов. Указанный процесс подобен рассмотренному в разд. 2 для дипольной моды крупинки.

Отрицательный знак энергии волны поляризации свидетельствует о том, что при ее возбуждении у среды отбирается часть энергии. Это связано с тем, что только при переводе первоначально инвертированных атомов в суперпозиционное состояние $\psi = C_1\psi_1 + C_2\psi_2$ с $C_{1,2} \neq 0$, т. е. только при заселении нижнего уровня ψ_1 у атомов можно создать высокочастотный дипольный момент — $\int (C_1\psi_1)er(C_2\psi_2)^* dV + \text{к. с.}$. Поэтому если наряду с появлением поляризации при указанном отборе энергии атомов с верхнего уровня возникает не слишком большая энергия электромагнитного поля в среде, то в целом совершается отрицательная работа и, следовательно, среда приобретает отрицательную волновую энергию. Согласно (3.7), именно такая ситуация имеет место для волны поляризации.

В отсутствие отражений от торцов образца и распределенных отражений внутри него волны, идущие в различных направлениях (встречные волны), фактически можно описывать независимо. В случае их одновременного существования необходимо лишь учесть, что они совместно создают профиль инверсии среды $\Delta N(t, z)$ и тем самым могут влиять друг на друга. При исследовании сверхизлучения от этой возможности чаще всего отвлекаются и обращаются к задаче об одностороннем сверхизлучении [3, 4, 11], в которой рассматриваются волны, бегущие только в одном направлении $+z$. Тогда оказывается, что на временах $t \ll T_{1,2}$ развивающаяся неустойчивость волн имеет абсолютный характер* и приводит к формированию плавно меняющихся в образце самосогласованных профилей разности населенностей $\Delta N(t, z)$ и амплитуд поля $E_{\perp}(t, z)$ и поляризации $P_{\perp}(t, z)$. Их временные профили (и соответствующая осциллограмма дифракционного излучения из цилиндрического образца) на малом расстоянии от края образца $z \ll (c/2\pi\sigma) \ln \Phi_0^{-1}$ имеют вид релаксирующих осцилляций с периодом около $4\pi c \ln(\Phi_0^{-1})/z|\omega_c^2(0)|$, задаваемым начальным значением кооперативной частоты (2.4), а на большем расстоянии приобретают одиночный импульсный характер с типичными значениями длительности $\tau \sim [2\omega_p''(0)]^{-1} = 4\pi\sigma/|\omega_c^2(0)|$ и времени задержки $t_d \sim \tau \ln \Phi_0^{-2}$ (при $|\omega_c(0)| \ll 2\pi\sigma$). Здесь введен начальный полярный угол вектора Блоха $\Phi_0 \sim (NLS)^{-1/2} \ll 1$, определяющий флуктуационный уровень поляризации в образце ($|P_{\perp}|_{t=0} = d\Delta N_0 \sin \Phi_0$). Особо следует выделить случай очень длинного сильно инвертированного образца со слабой диссипацией поля: $|\omega_c(0)| \gg c/L, 2\pi\sigma$. В отличие от вышеизложенного в таком образце благодаря независимому коллективному спонтанному излучению атомов на различных участках образуются случайные последовательности бегущих импульсов, т. е. сверхизлучение происходит в режиме нерегулярных осцилляций [28]. Поэтому для определенности мы ограничиваемся рассмотрением не слишком длинных образцов: $L \leq c/|\omega_c(0)|$.

* Появление здесь абсолютной неустойчивости в отсутствие отражений в общих чертах соответствует рассмотренной в [27] возможности возникновения абсолютной неустойчивости в сильно диспергирующей активной среде, в которой дисперсионное расплывание волнового пакета и его неравномерное усиление компенсируют конвективный снос даже без всякой дополнительной «обратной связи». На это обстоятельство наше внимание обратил А. А. Андронов

Наличие частичных, даже малых отражений электромагнитного поля от торцов образца может существенно изменить режим сверхизлучения, выделив из непрерывного спектра самовозбуждающихся волн отдельные неустойчивые моды с дискретным спектром [12].

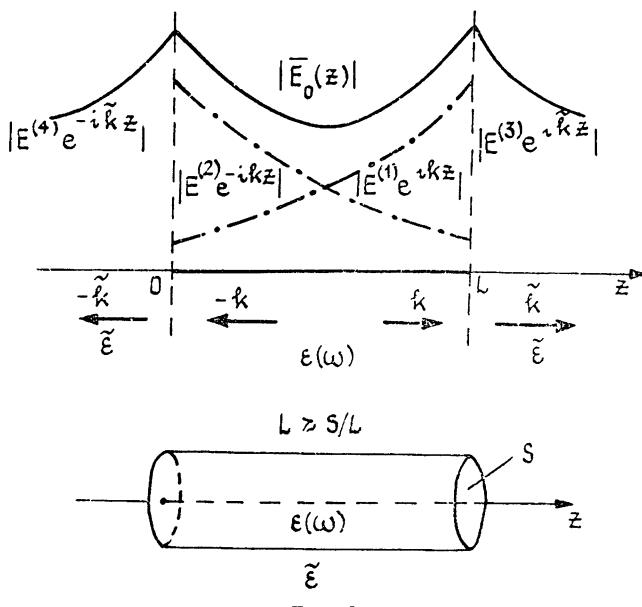


Рис. 3.

Последние являются собственными решениями уравнений (2.1), (2.2) при $\Delta N = \text{const}$ и внутри однородного активного слоя ($0 < z < L$) представляют собой суперпозицию двух встречных линейно поляризованных волн вида

$$E = (E_0/2) \exp(-i\omega t) + \text{к. с.}, \quad E_0 = E^{(1)} \exp(i k z) + E^{(2)} \exp(-i k z), \quad (3.9)$$

где $k = \sqrt{\epsilon(\omega)} \omega/c$ (см. (2.5)). На границах слоя указанное электрическое поле сшивается с полями волн $(E^{(3),(4)}/2) \exp(\pm i k z - i \omega t) + \text{к. с.}$, уходящих от слоя во внешнюю среду с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon} = \text{const}$ (рис. 3, $\tilde{k} = \sqrt{\tilde{\epsilon}} \omega/c$). Аналогичным условиям непрерывности подчиняется магнитное поле. Эти граничные условия приводят к связям

$$E^{(1),(2)} = \left(\sqrt{\epsilon(\omega)} \mp \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon}} \right) E^{(4)} / 2 \sqrt{\epsilon(\omega)}, \quad (3.10)$$

$$E^{(3)} = E^{(1)} \exp \left[\frac{i \omega L \left(\sqrt{\epsilon(\omega)} - \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon}} \right)}{c} \right] + E^{(2)} \exp \left[\frac{i \omega L \left(\sqrt{\epsilon(\omega)} + \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon}} \right)}{c} \right]$$

и к характеристическому уравнению для дискретного спектра мод ω_n :

$$\omega_n \sqrt{\epsilon(\omega_n)} = \frac{\pi n c}{L} - i \delta_n, \quad \delta_n = \frac{c}{L} \ln \left[\frac{\sqrt{\epsilon(\omega_n)} - \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon}}}{\sqrt{\epsilon(\omega_n)} + \sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon}}} \right], \quad (3.11)$$

где n — целое число. Согласно последнему, в открытом слое существуют два типа мод с неоднородной пространственной структурой (3.9) ($\text{Im } k \neq 0$) — электромагнитные и поляритонные. Их спектральные свойства в резонансном приближении $|\omega_0 - \pi n c/L| \ll \omega_0 \approx \omega_n$ (см. сноску в начале разд. 3) аналогичны свойствам электромагнитных волн и

волн поляризации безграничной среды и определяются формулой (3.1) с дискретными значениями $k_n \equiv \pi n/L$, если сделать в ней замену $\sigma \rightarrow \sigma + \sigma_{\text{изл}}$, где

$$2\pi\sigma_{\text{изл}} = (c/2L) \ln R^{-1}, \quad R = \left| \left(V_{\varepsilon(\omega_n)} - \sqrt{\tilde{\varepsilon}} \right) / \left(V_{\varepsilon(\omega_n)} + \sqrt{\tilde{\varepsilon}} \right) \right|^2. \quad (3.12)$$

Величина $\sigma_{\text{изл}}$ характеризует диссипацию поля мод за счет излучения через торцы образца и поэтому входит аддитивно с величиной σ , определяющей омические и дифракционные потери энергии. Интегрируя закон изменения энергии (3.6) по объему образца, легко показать, что в инвертированном образце энергия поляритонных мод отрицательна и, следовательно, при учете отражений сверхизлучение по-прежнему является результатом развития диссипативной неустойчивости. Согласно оценкам, переход от режима сверхизлучения волн с непрерывным спектром к режиму сверхизлучения мод с дискретным спектром происходит при очень малом значении коэффициента отражения $R \gtrsim \gtrapprox (NLS)^{-1/4}$, т. е. обычно при $R \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$. Отметим, что в слое с хорошо отражающими граничными зеркалами ($R \approx 1$) или в слое с периодическими граничными условиями (модель активного световода, замкнутого в кольцо), где пространственная структура мод однородна ($\text{Im } k \approx 0$, $k = k_n$) и потери энергии на излучение через торцы не существенны ($\sigma_{\text{изл}} \approx 0$), быстрая коллективная релаксация инвертированных атомов не может быть обеспечена излучением мод или волн, бегущих строго вдоль направления z . Однако даже в резонаторе она будет возможна при наличии омической и (или) дифракционной диссипации поля, осцилограмма которого тогда примет вид одноимпульсного процесса с длительностью $\tau \sim 4\pi/\omega_c^2(0)$ (при $2\pi\sigma \gtrsim |\omega_c(0)| \gg T_2^{-1}$) либо релаксирующего осцилляторного процесса с периодом $T \sim 4\pi/|\omega_c(0)|$ (при $|\omega_c(0)| \gg 2\pi\sigma$, T_2^{-1}) [29]. В условиях омических потерь соответствующий процесс перехода энергии активной среды в импульс омического нагрева аналогичен сверхизлучению и может быть назван сверхпоглощением.

Для достаточно короткого открытого образца при $\sigma=0$ в случае

$$T_2^{-1} \ll 0,25|\omega_c(0)| \ln R^{-1} \leqslant 2\pi\sigma_{\text{изл}} \ll -\omega_c^2(0)T_2/4, \quad (3.13)$$

когда определяющую роль играет одна диссипативно неустойчивая поляритонная мода с номером $n \approx 2L/\lambda_0 \gg 1$ и инкрементом $\omega_p'' = -\omega_c^2/8\pi\sigma_{\text{изл}}$, процесс сверхизлучения мало чем отличается от рассмотренного выше для крупинки объемом $V \ll \lambda_0^3$. В известном приближении «среднего поля» [11, 12], использующем усредненную по объему образца разность населенностей $\overline{\Delta N}(t)$ для определения мгновенного значения инкремента моды $\omega_p''(t) \propto \overline{\Delta N}$, вновь справедливы адиабатические уравнения вида (2.8) с заменой $\Delta N \rightarrow \overline{\Delta N}$, $Q_{\text{изл}}/V \rightarrow Q$, где $Q(t) = \left(\sqrt{\tilde{\varepsilon}} c/4\pi L \right) |E_0^2(z=0)| \exp \left[2 \int_0^t \omega_p''(t') dt' \right]$ — мощность излучения из образца (в расчете на единицу объема образца). В результате, если в момент инверсии атомов мощность излучения была задана на флуктуационном уровне $Q(0) \ll Q_{\text{max}} = (\hbar\omega_0/2)\omega_0 \overline{\Delta N}_0 \omega_p''(0)$, то спустя время задержки $t_d = \tau \ln [Q_{\text{max}}/Q(0)]$, необходимое для коллективной спонтанной фазировки атомных диполей, возникнет мощный короткий импульс сверхизлучения (2.9) с длительностью $\tau = [2\omega_p''(0)]^{-1} = c\hbar \ln(R^{-1})/8\pi \times \omega_0 \overline{\Delta N}_0 L$, определяемой начальным числом инвертируемых атомов $\overline{\Delta N}_0$.

Для дальнейшего важно подчеркнуть, что процесс диссипативной неустойчивости волн поляризации как причина развития коллективного спонтанного излучения макроскопического сгустка активных атомов по существу сохраняется, если сгусток движется с постоянной скорос-

тью в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_0 > 0$ [30, 31]. Для расчета свойств сверхизлучения в этой ситуации достаточно учесть эффект Доплера, согласно которому фигурировавший в данном разделе квадрат кооперативной частоты (2.4) принимает вид $\tilde{\omega}_c^2 = \omega_c^2 \epsilon_0^{-1} (1 - \sqrt{\epsilon_0} v/c)$. Принципиальным оказывается лишь то обстоятельство, что в противоположность рассмотренному выше случаю неподвижных атомов (и вообще случаю нормального эффекта Доплера, когда $v < c/\sqrt{\epsilon_0}$) в случае аномального эффекта Доплера [19, 32, 33], когда $v > c/\sqrt{\epsilon_0}$ (при $\epsilon_0 > 1$), отрицательной энергией обладают колебания поляризации в потоке неинвертированных атомов, поскольку $\tilde{\omega}_c^2 < 0$ при $\Delta N < 0$. Поэтому в условиях аномального эффекта Доплера именно для неинвертированных атомов возможно нарастание сферических дипольных колебаний за счет потери их энергии на излучение в окружающее пространство. Напротив, инвертированные двухуровневые атомы при этом устойчивы и не позволяют реализовать эффект сверхизлучения.

4. Диссипативная неустойчивость медленной циклотронной волны в электронном потоке в условиях аномального эффекта Доплера. С целью проведения аналогии между сверхизлучением классической и квантовой систем рассмотрим моноэнергетический поток гармонических осцилляторов — электронов, которые движутся вдоль однородного магнитного поля B_0 со скоростью v_{\parallel} , превышающей фазовую скорость электромагнитных волн в среде $c_0 = c/\sqrt{\epsilon_0}$. (Роль среды может играть замедляющая электродинамическая система или диэлектрик с проницаемостью $\epsilon_0 > 1$, см. рис. 4а.) Эти электроны могут также вращаться вокруг силовых линий магнитного поля на циклотронной частоте $\omega_B = eB_0/mc$, где e и m — величина заряда и релятивистская масса электрона. Обращение к случаю аномального эффекта Доплера, когда неустойчивому, активному состоянию классических осцилляторов отвечает заселение их нижнего (по квадрату поперечного импульса $m^2 v_{\perp}^2$) уровня (нижнего уровня Ландау) [19, 32, 33], позволяет рассмотреть сверхизлучение в чистом виде, т. е. в отсутствие предварительного возбуждения колебаний осцилляторов (циклотронных колебаний). Кроме того, как будет выяснено, в этом случае возникновение сверхизлучения непосредственно не связано с ангармоничностью осцилляторов, т. е. с неэквидистантностью их спектра.

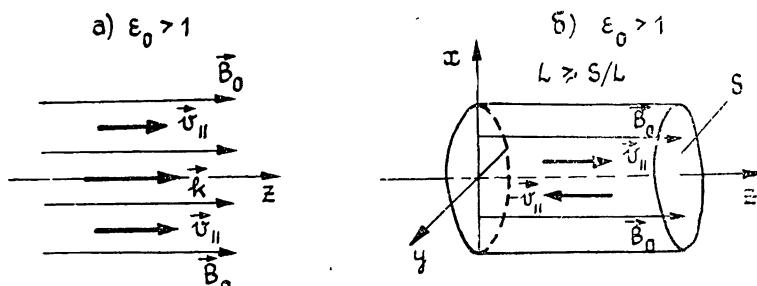


Рис. 4.

Для простоты вновь ограничимся одномерной постановкой задачи, указанной в начале разд. 3, и предположим, что квазистатическая устойчивость электронного пучка обеспечена надлежащим фоном тяжелых положительно заряженных ионов [34]. Тогда для высокочастотных возмущений в однородном электронном потоке имеем

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \ddot{E} + 4\pi\sigma_0 \dot{E} + c^2 \text{rot} \text{rot} E &= -4\pi j, \\ j \equiv \dot{P} &= -eN_e \int (\mathbf{u} - \mathbf{v}_{\parallel}) f(\mathbf{p}) d\mathbf{p}; \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\dot{f} + f/T_2 + \text{ad}f/\partial r - ec^{-1} [u, B_0] \partial f/\partial p = e [E + c^{-1} [u, B]] \partial f_0/\partial p, \quad (4.2)$$

где величина σ_0 учитывает диссипацию поля за счет эффективной электропроводности «фоновой» среды, время $T_2 = v_{\text{эфф}}^{-1}$ определяется эффективной частотой столкновений электронов, сбивающих фазу их циклотронного вращения, $\dot{B} = -c \text{rot } E$ и $f_0(p) = (2\pi p_{\perp}^0)^{-1} \delta(p_{\parallel} - p_{\parallel}^0) \times \delta(p_{\perp} - p_{\perp}^0)$ — невозмущенная функция распределения электронов по импульсам $p = mu$. Учет начального несфазированного вращения электронов с поперечной скоростью $v_{\perp} = p_{\perp}^0/m$ в кинетическом уравнении (4.2) понадобится нам для оценки допустимой непрямолинейности электронного потока, не влияющей на сверхизлучение. В указанной ситуации дисперсионное уравнение для поперечных волн вида $\exp(-i\omega t + ikz)$, распространяющихся вдоль магнитного поля B_0 , было получено в [35]:

$$\begin{aligned} \omega^2 \left(1 + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right) - c_0^2 k^2 &= \frac{(\omega - kv_{\parallel}) \omega_L^2 \epsilon_0^{-1}}{\omega + i/T_2 - kv_{\parallel} \pm \omega_B} + \\ &+ v_{\perp}^2 (k^2 - \omega^2/c^2) \omega_L^2 \epsilon_0^{-1}/2 (\omega + i/T_2 - kv_{\parallel} \pm \omega_B)^2. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Здесь $\sigma = \sigma_0/\epsilon_0$, а $\omega_L = \sqrt{4\pi e^2 N_e/m}$ — плазменная частота электронного потока с концентрацией N_e (в лабораторной системе отсчета). Знаки « \pm » относятся к волнам, имеющим левую и правую циркулярные поляризации ($E_{0y} = \pm iE_{0x}$). Решая (4.3) в пределе бесконечно малой плотности пучка $\omega_L^2 \rightarrow 0$, приходим к затухающим парциальным волнам: электромагнитной $\omega = c_0 |k| - i2\pi\sigma$ и циклотронной $\omega = kv_{\parallel} \mp \omega_B - iT_2$ (медленной и быстрой). В отсутствие диссипативных процессов ($\sigma = T_2^{-1} = 0$) анализ неустойчивости волн в случае ненулевого значения $\omega_L^2 \neq 0$ был проведен в [35]. Ниже мы расширим его учетом диссипативных факторов, играющих принципиальную роль в явлении циклотронного сверхизлучения.

При конечной плотности электронов в прямолинейном потоке ($v_{\perp} = 0$) дисперсионное уравнение (4.3) принимает вид, типичный для связанных волн (ср. [24, 36, 37]),

$$\begin{aligned} (\omega \sqrt{1 + i4\pi\sigma/\omega} + \sqrt{c_0^2 k^2 + \omega_L^2/\epsilon_0}) (\omega \sqrt{1 + i4\pi\sigma/\omega} - \sqrt{c_0^2 k^2 + \omega_L^2/\epsilon_0}) \times \\ \times [\omega + i/T_2 - (kv_{\parallel} \mp \omega_B)] = (\mp \omega_B - i/T_2) \omega_L^2 / \epsilon_0. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Обозначая $\omega_{\mp 0} = kv_{\parallel} \mp \omega_B$ и считая $2\pi\sigma \ll \omega_{\mp 0}$, $T_2^{-1} \ll \omega_B$, рассмотрим резонансные области волновых чисел в окрестности пересечения дисперсионных ветвей попутных парциальных волн, где $c_0 k \approx \omega_{\mp 0} \gg \omega_L \times \sqrt{2\omega_B/\epsilon_0 \omega_{\mp 0}}$ и первый сомножитель в (4.4) можно приближенно заменить на $2\omega_{\mp 0}$ (плазменными эффектами пренебрегаем, полагая $\omega_L \ll \omega_B$). Тогда придет к нормальному электромагнитной и циклотронной волнам в прямолинейном электронном потоке. Эти волны аналогичны электромагнитной волне и волне поляризации (3.1) в среде двухуровневых атомов и описываются той же формулой (3.1), если заменить в ней ck , ω_0 и ω_c^2 соответственно на $\sqrt{c_0^2 k^2 + \omega_L^2/\epsilon_0} \approx c_0 k$, $\omega_{\mp 0} = kv_{\parallel} \mp \omega_B$ и

$$\omega_{\mp}^2 = \mp 2\omega_L^2 \omega_B/\epsilon_0 \omega_{\mp 0} \approx 2\omega_L^2 (c_0 - v_{\parallel})/c_0 \epsilon_0. \quad (4.5)$$

В результате в условиях аномального эффекта Доплера, когда $v_{\parallel} > c_0$ и значение квадрата электронной кооперативной частоты (4.5) отрицательно, вновь реализуется неустойчивость. Она является конвективной и существует в окрестности пересечения ветвей попутных электромагнитной и медленной циклотронной волн (верхние знаки в (4.4)) при достаточно большой плотности пучка: $\omega_L^2 > 4\pi\sigma c_0/(v_{\parallel} - c_0) T_2$.

Максимальные инкременты волн имеют вид (3.2) и достигаются при волновом числе $k^0 = \omega_B / (v_{\parallel} - c_0)$ на частоте $\omega^0 = c_0 k^0$. В целом дисперсионные ветви нормальных электромагнитной $\omega_1(k)$ и медленной циклотронной $\omega_2(k)$ волн можно представить в виде

$$\begin{aligned}\omega_{1,2} &= kv_{\parallel} - \omega_B - i/T_2 + (\Delta\omega_0/2)(1 \pm \sqrt{1 + \omega_{+c}^2/\Delta\omega_0^2}), \\ \Delta\omega_0 &= \omega_B - k(v_{\parallel} - c_0) - i(2\pi\sigma - T_2^{-1})\end{aligned}\quad (4.6)$$

(см. рис. 5а).

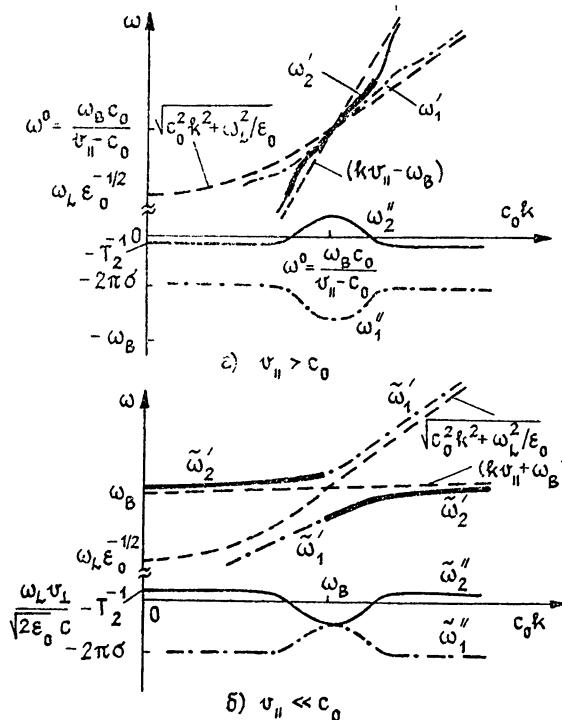


Рис. 5.

Подчеркнем, что, как и в инвертированной двухуровневой среде, при наличии диссипации поля ($2\pi\sigma > T_2^{-1}$) в электронном потоке развивается диссипативная неустойчивость медленной циклотронной волны. Эта неустойчивость обязана отрицательной энергией медленной циклотронной волны (о соответствующем вычислении плотности энергии волн см. [24, 25]). Сказанное означает, что возникновение медленной циклотронной волны, т. е. раскачка поперечных колебаний электронов, сопровождается уменьшением их полной скорости по сравнению со скоростью в невозмущенном потоке. Развитие подобной неустойчивости невозможно в условиях нормального эффекта Доплера ($v_{\parallel} < c_0$), когда отсутствует инверсия уровней Ландау ($\omega_{+c}^2 > 0$) и резонанс реализуется только для волн положительной энергии — электромагнитной и быстрой циклотронной (нижние знаки в (4.4))*. Оценивая последний член в уравнении (4.3), нетрудно показать также, что отмеченный характер неустойчивости и дисперсионные свойства волн сохраняются и в винтовом электронном потоке, если поперечная скорость электронов не слишком велика:

* Наряду с резонансом попутных существует и резонанс встречных электромагнитной и быстрой циклотронной волн. Мы его не рассматриваем, поскольку, согласно (4.4), он не приводит к неустойчивости прямолинейного электронного потока и, следовательно, не имеет прямого отношения к циклотронному сверхизлучению.

$$v_{\perp}^2 \ll \frac{(v_{\parallel} - c_0)^{5/2} \sqrt{\epsilon_0} \omega_L |\omega_{-c}|}{\sqrt{c_0} (\epsilon_0 - 1) \omega_B (|\omega_{-c}| + |2\pi\sigma - T_2^{-1}|)} . \quad (4.7)$$

Для сравнения здесь уместно напомнить, что в винтовом пучке с большой поперечной скоростью вращения электронов в условиях нормального эффекта Доплера неустойчивой может оказаться быстрая циклотронная волна [13–16, 35, 38, 39] (соответствующий спектр волн схематически показан на рис. 5б, где $\omega_L \ll \sqrt{2} \omega_B v_{\perp}/c \ll \omega_B$).

Таким образом, диссипативная неустойчивость медленной циклотронной волны в достаточно прямолинейном потоке электронов в магнитном поле в условиях аномального эффекта Доплера аналогична диссипативной неустойчивости волны поляризации в инвертированной двухуровневой среде (ср. рис. 2а и 5а). Что касается электромагнитной волны, то ее неустойчивость осуществляется лишь при достаточно сильной некогерентной релаксации циклотронных колебаний электронов ($T_2^{-1} > 2\pi\sigma$), не типичной для сверхизлучения, и в случае $T_2^{-1} \gg \gg |\omega_{-c}|$ приводит к квазистационарному режиму суперлюминесценции.

5. Коллективное спонтанное излучение электронов в магнитной ловушке. Реализация указанной диссипативной неустойчивости, ведущая к спонтанному возникновению сферических циклотронных колебаний электронов и, следовательно, к циклотронному сверхизлучению, в принципе возможна в магнитной ловушке. Пусть в однородной ловушке имеются два одинаковых встречных электронных пучка с концентрацией N_e , образующихся благодаря отражению электронов от магнитных или электростатических пробок на концах ловушки. Если при этом замедляющая электродинамическая система или среда также ограничена ($\epsilon_0 > 1$ в слое $0 < z < L$), то отражающиеся от ее торцов медленные циклотронные волны будут связаны только с соответствующими попутными пучками электронов (ср. рис. 3 и 4б). В одномерной модели такой магнитной ловушки*, как и в слое двухуровневой среды, можно найти циркулярно поляризованные моды с дискретным спектром:

$$E = E_0(z) \frac{x^0 - iy^0}{2\sqrt{2}} \exp(-i\omega_n t) + \text{к.с.} \quad (5.1)$$

(орты x^0, y^0 ортогональны оси z). Поле каждой моды $E_0(z)$ (и аналогично $P_0(z) = i j_0(z)/\omega_n$) составляют две встречные неоднородные волны $E_{\perp}^{(1),(2)} \exp(\pm ikz)$ внутри ловушки, сшивающиеся на торцах замедляющей системы при $z=0, L$ с полями излучаемых наружу электромагнитных волн $E_{\perp}^{(3),(4)} \exp(\pm i\tilde{k}z)$ (см. (3.9), (3.10)).

Получающееся характеристическое уравнение для дискретных частот мод ω_n подобно (3.11), точнее, имеет вид (4.4) с дискретными значениями $k = (2\pi n - i l \ln R^{-1})/2L$. Мнимая часть волнового числа k определяет неоднородную структуру мод вдоль ловушки и задается коэффициентом отражения R поля от торцов. При анализе циклотронного сверхизлучения в условиях аномального эффекта Доплера нас будут интересовать электромагнитная и медленная циклотронная моды, которые по своим спектральным свойствам аналогичны соответствующим волнам (4.6) в безграничном прямолинейном потоке. Следует заметить, однако, что неоднородная пространственная структура этих мод влияет на их релаксационные свойства, поскольку наряду с действительными дискретными значениями волнового числа $k_n = \pi n/L$ в фор-

* Одномерная модель наиболее адекватна случаю ограниченных электронных потоков, имеющих форму протяженного (в масштабе длины волны λ) цилиндра с небольшим поперечным сечением $S \lesssim L\lambda$ (рис. 4б). В этом случае число Френеля $F = S/\lambda \lesssim 1$ и поэтому в отсутствие у магнитной ловушки специальных отражающих боковых поверхностей необходимо учитывать «дифракционную диссипацию» поля, заменяя омическую проводимость σ_0 на эффективную величину $\sigma_0 + c_0 \epsilon_0 / 6\pi F L$.

мule (4.6) необходимо учесть $\text{Im } k$, или, что эквивалентно, сделать замену

$$2\pi\sigma \rightarrow 2\tilde{\pi}\sigma = 2\pi\sigma + (c_0/2L) \ln R^{-1}, T_2^{-1} \rightarrow \tilde{T}_2^{-1} = T_2^{-1} + (v_{\parallel}/2L) \ln R^{-1} \quad (5.2)$$

(ср. (3.12)). Как видим, для циклотронных колебаний в ловушке излучение волн через торцы является не только дополнительным каналом диссипации поля, но и новой причиной уширения циклотронного резонанса, т. е. уменьшения эффективного времени некогерентной релаксации циклотронных колебаний (\tilde{T}_2). Последнее обстоятельство, отсутствовавшее для мод открытого образца неподвижных двухуровневых атомов, обусловлено наличием пространственной дисперсии в электронном пучке, т. е. переносом движущимися электронами циклотронных колебаний вдоль ловушки.

Следствием (5.2) является, в частности, более жесткое требование к плотности электронного пучка в ловушке — $\omega_{-c}^2 > 8\pi\sigma/\tilde{T}_2$, обеспечивающее возникновение неустойчивости, т. е. рост сфазированных циклотронных колебаний электронов. Даже при $\sigma=0$ и $T_2^{-1}=0$ указанное требование накладывает значительное ограничение на длину ловушки: $L > \ln(R^{-1})\sqrt{c_0v_{\parallel}}/|\omega_{-c}|$. По-видимому, в такой длинной ловушке при малом коэффициенте отражения $R \ll 1$, когда $|\omega_{-c}|/2 > 2\pi\sigma \sim \tilde{T}_2^{-1} \gg 2\pi\sigma$, T_2^{-1} , неоднородная пространственная структура неустойчивых дискретных мод не может установиться. Скорее всего, в указанном случае главную роль будут играть однородные волны с непрерывным спектром (4.6), которые, обладая инкрементом, близким к максимальному $|\omega_{-c}|/2$, приведут к независимому торможению отдельных участков электронного потока и сформируют режим нерегулярных осцилляций циклотронного сверхизлучения уже на одном проходе излучения по ловушке. В менее длинной ловушке при $R \ll 1$, когда неустойчивых мод с дискретным спектром нет совсем, также может развиваться только циклотронное сверхизлучение волн с непрерывным спектром, аналогичное одностороннему сверхизлучению Дике в среде двухуровневых атомов (см. разд. 3).

Напротив, при наличии достаточно эффективных отражений с $R \geq 1/2$ длину магнитной ловушки можно выбрать настолько короткой ($L \leq c_0/|\omega_{-c}|$), что режим циклотронного сверхизлучения будет определяться неустойчивостью мод с дискретным спектром. Именно на этой ситуации мы остановимся ниже, выбирая для определенности случай

$$2\pi\sigma \gg |\omega_{-c}|/2 \gg \tilde{T}_2^{-1}, \quad \omega''_2(k^0) = -\omega_{-c}^2/8\pi\sigma \gg \tilde{T}_2^{-1}, \quad (5.3)$$

когда неоднородность структуры мод вдоль ловушки несущественна*. При этом неустойчивость медленных циклотронных мод может быть связана с распределенными потерями — омическими (σ_0), ведущими к циклотронному сверхпоглощению, либо дифракционными ($\sigma_0 = -c_0\varepsilon_0/6\pi FL$), ведущими к циклотронному сверхизлучению через боковую поверхность магнитной ловушки. Согласно (4.6) и рис. 5а, с учетом отстройки волновых чисел $k_n = \pi n/L$ от резонансного значения $k^0 = \omega^0/c_0$ инкременты мод и реализующаяся в них поляризуемость электронного потока имеют вид

* Это приближение имеет тот же характер, что и приближение «среднего поля» в образце двухуровневой среды, использованное в разд. 3 для случая (3.13). Оно строго выполняется в случае $R \rightarrow 1$ или в случае периодических граничных условий $E(z=0)=E(z=L)$, соответствующем магнитной ловушке кольцевого (тороидального) типа. В последнем случае, кстати, как и в кольцевом лазере, введение стоячих симметричных мод не принципиально, а можно ограничиться односторонним электронным пучком и связанными с ним бегущими модами с $k=2\pi n/L$. Что касается учета поперечной структуры мод в реальных электродинамических системах с конечным поперечным сечением, то он может быть проведен стандартным образом и здесь не рассматривается, поскольку не меняет существа дела (см., например, [15, 16, 37, 40]).

$$\omega_2''(k_n) = -\tilde{T}_2^{-1} - \frac{\pi\sigma\omega_{-c}^2/2}{(2\pi\sigma)^2 + [\omega_B - k_n(v_\parallel - c_0)]^2}; \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} \chi_2(k_n) &\equiv \frac{P_{\perp n}}{E_{\perp n}} = \frac{\epsilon_0 \Delta\omega_0 (1 + \sqrt{1 + \omega_{-c}^2/\Delta\omega_0^2})}{4\pi\omega^0} \approx \\ &\approx \epsilon_0(v_\parallel - c_0)/2\pi c_0 \omega_B [\omega_B - k_n(v_\parallel - c_0) - i2\pi\sigma]. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Используя эти выражения при усреднении известной формулы энергетического баланса $\partial[(\epsilon_0 E^2 + B^2)/8\pi]/\partial t = -Ej - \sigma_0 E^2$ по объему ловушки (или по высокочастотному периоду), нетрудно показать, что в пределе $\tilde{T}_2 \rightarrow \infty$ на линейной стадии неустойчивости для каждой моды справедлив следующий закон изменения плотности энергии:

$$\dot{w} = -Q, \quad w = \overline{E_n^2}(t) [(1 + \epsilon_0)/8\pi + 4\pi\omega_{-c}^2 \epsilon_0^{-1} |\omega_n \chi(k_n)|^2], \quad Q = \sigma_0 \overline{E_n^2}(t). \quad (5.6)$$

Согласно (5.5) он приводит к выводу о том, что медленные циклотронные моды в ловушке обладают отрицательной энергией ($\omega_2 < 0$ при $\omega_{-c}^2 < 0$), а их неустойчивость следует интерпретировать как диссипативную. В условиях (5.3) она обеспечивает быстрое нарастание циклотронных колебаний за время $t \ll \tilde{T}_2$, приводя к эффекту циклотронного сверхизлучения. Подчеркнем, что этот эффект представляет собой существенно нестационарный, переходный процесс, отличающийся от обычно рассматриваемых в электронике квазистационарных процессов, анализ которых для случая циклотронных мазеров, в частности на аномальном эффекте Доплера, изложен в [39–41]. Вместе с тем сама возможность диссипативной неустойчивости (усиления) некоторых мод колебаний плазмы в условиях эффективного излучения в окружающее пространство обсуждалась в ряде работ, среди которых отметим [42–44].

6. Особенности нелинейной стадии циклотронного сверхизлучения. Рост циклотронных колебаний в магнитной ловушке, экспоненциальный на начальной линейной стадии при $v_\parallel \approx v_{\parallel 0}$, должен затем прекратиться вследствие торможения электронов, т. е. уменьшения их средней энергии под действием созданного ими высокочастотного электрического поля: $\dot{\mathcal{E}}(t) = Ej/2N_e$. Покажем, что при этом в каждой моде сформируется короткий импульс когерентного циклотронного излучения с длительностью $\tau_{\text{имп}} \ll \tilde{T}_2$. Основным нелинейным эффектом, определяющим форму импульса циклотронного сверхизлучения $Q_n(t) = \sigma_0 \overline{E_n^2}$, является выход медленной циклотронной моды из резонанса с электронным потоком за счет уменьшения его продольной скорости $v_\parallel(t) = v_{\parallel 0} - \Delta v_\parallel(t)$. Поэтому для определенности предположим, что в начальный момент времени моноэнергетический поток электронов (с энергией \mathcal{E}_0) был в точном резонансе с какой-то модой $n=r$, т. е. $k_r = k^0 = \omega_B/(v_{\parallel 0} - c_0)$, где $\omega_B = eB_0c/\mathcal{E}_0$. Учтем также, что благодаря узости полосы неустойчивости отдельной моды (5.4) для исследования формы импульса достаточно ограничиться случаем слабого торможения $\Delta v_\parallel \ll \ll v_{\parallel 0} - c_0$, когда изменение квадрата электронной кооперативной частоты (4.5) ω_{-c}^2 и сдвиг частоты циклотронного излучения $\omega^0 = c_0 k^0$ малы (см. рис. 5а).

Рассмотрим сначала один модовый режим циклотронного сверхизлучения, полагая, что межмодовый интервал волновых чисел $k_n - k_{n-1} = \pi/L$ превышает ширину полосы неустойчивости

$$\pi/L > \Delta k = \sqrt{2\pi\sigma\tilde{T}_2} |\omega_{-c}| / (v_\parallel - c_0). \quad (6.1)$$

В случае (5.3) основная часть энергии медленной циклотронной моды сосредоточена в колебаниях поляризации $P_r(t)$ электронного потока, а не в электрическом и магнитном полях $E_r(t)$ и $B_r(t)$. Поэтому при описании эволюции этой моды в условиях меняющихся инкремента (5.4) и поляризуемости (5.5) естественно воспользоваться адиабатическим приближением для среднего по ловушке (или по высокочастотному периоду) квадрата поляризации моды \bar{P}_r^2 и в целом вместо линейного уравнения (5.6) записать следующую самосогласованную систему нелинейных уравнений циклотронного сверхизлучения:

$$\dot{\bar{P}_r^2} = 2\omega_2''(t)\bar{P}_r^2, \quad 2N_e \dot{\mathcal{E}} = -\sigma_0 \bar{P}_r^2 / |\chi_2(t)|^2, \quad \Delta v_{\parallel} = -(c\sqrt{\epsilon_0} - v_{\parallel 0})\dot{\mathcal{E}}/\mathcal{E}_0; \quad (6.2)$$

$$\ddot{\omega}_2 = -\tilde{T}_2^{-1} - \sigma_0 \epsilon_0 \omega_{-c}^2 / 8\pi |\omega^0 \chi_2|^3, \quad (6.3)$$

$$|\chi_2|^2 = (\sigma_0/\omega^0)^2 + [\Delta v_{\parallel} \epsilon_0 (\epsilon_0 - 1)/2\pi (c\sqrt{\epsilon_0} - v_{\parallel 0})]^2.$$

Последнее уравнение в (6.2) получено из известного соотношения [39–41] $c^2(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}) = c_0(v_{\parallel 0}\mathcal{E}_0 - v_{\parallel}\mathcal{E})$, связывающего изменение релятивистской энергии электрона с изменением его продольной скорости в поле плоской монохроматической волны. Оно позволяет связать потерю энергии электронов под действием электрического поля моды с изменением ее инкремента ω_2 и поляризуемости χ_2 вследствие доплеровского сдвига частоты. В формулах (6.3) принято во внимание также то обстоятельство, что, согласно (5.4) и (5.5), нелинейный сдвиг резонанса $\omega_B - k_r(v_{\parallel} - c_0)$ между электронным потоком и медленной циклотронной модой в ловушке обусловлен не только непосредственным изменением продольной скорости электронов, но и релятивистским изменением их гироизменением ω_B . Учет этого обстоятельства, усиливающего расстройку циклотронного резонанса, оказывается уже при небольших поперечных скоростях электронов, значительно меньших скорости света.

Используя нормированные значения квадрата амплитуды моды $q_r = \sigma_0 \bar{P}_r^2 / 2N_e \mathcal{E}_0$ и уменьшения скорости электронного потока $U = \Delta v_{\parallel} \omega^0 (\epsilon_0 - 1) / 2\pi c (c\sqrt{\epsilon_0} - v_{\parallel 0})$, уравнения (6.2) удобно переписать в форме

$$\frac{dq_r}{d\tilde{t}} = \frac{q_r}{1 + U^2} - \Gamma q_r, \quad \frac{dU}{d\tilde{t}} = \frac{\alpha q_r}{1 + U^2}, \quad (6.4)$$

где введено безразмерное время $\tilde{t} = t/\tau$ и характерные параметры

$$\Gamma = 2\tau/\tilde{T}_2 \ll 1, \quad \tau = -4\pi\sigma/\omega_{-c}, \quad \alpha = -2(\epsilon_0 - 1)(\omega^0)^3/\omega_{-c}^2 \sigma_0. \quad (6.5)$$

Найдя из (6.4) выражение для dq_r/dU и проинтегрировав его, легко установить явное соотношение между амплитудой моды и торможением электронов: $q_r = q_r(0) + U(1 - \Gamma - \Gamma U^2/3)/\alpha$. Оно дает возможность решить в квадратурах второе уравнение системы (6.4), т. е. определить изменение скорости электронов $\Delta v_{\parallel}(t) \propto U(t)$, а следовательно, форму импульса циклотронного сверхизлучения $Q_r(t) = 2N_e \mathcal{E}_0 q_r(t) |\chi_2(t)|^2$. Получающаяся форма импульса слабо зависит от малой начальной амплитуды моды $q_r(0) = Q_r(0) (\sigma_0/\omega^0)^2 / 2N_e \mathcal{E}_0$, задаваемой спонтанным уровнем мощности $Q_r(0)$ некогерентного циклотронного излучения из ловушки. Начальный уровень излучения $Q_r(0)$ определяет лишь время задержки $t_d \approx \tau \ln [Q_{r\max}/Q_r(0)]$ импульса сверхизлучения, т. е. момент максимальной мощности излучения: $Q_r(t_d) = Q_{r\max}$ (см. рис. 6, где $\tilde{t}_d = 10$, $\Gamma^{-1} = 27$).

Торможение электронного потока в процессе сверхизлучения оказывается монотонным и происходит в соответствии с зависимостью

$$U^2 [(U_{\max}^2 - U^2)/(U_{\max}^2 - 1)]^{-1-U^2_{\max}} = e^{2(\tilde{t} - \tilde{t}_d)}, \quad (6.6)$$

экспоненциальной $U \sim \exp(\bar{t} - \bar{t}_d + 1/2)$ на начальном этапе (при $U < 1$, когда $t - t_d < 0$) и степенной $U \sim \sqrt{2(\bar{t} - \bar{t}_d)}$ на заключительном этапе — после максимума импульса сверхизлучения (при $U \gg 1$, когда $\tau \ll t - t_d < \tilde{T}_2$). Основное уменьшение продольной скорости электронов осуществляется на указанном заключительном этапе при $t \leq \tilde{T}_2$ и ограничено величиной $U_{\max} = \sqrt{3/\Gamma} \gg 1$, т. е. $\Delta v_{\parallel \max} = (v_{\parallel 0} - c_0) |\omega_c/\omega_B| \times \sqrt{1,5\pi\tilde{T}_2(\epsilon_0 - v_{\parallel 0}/c_0)/(\epsilon_0 - 1)}$. Эта величина торможения отвечает отрицательному окончательному значению инкремента $\omega_2' \rightarrow -2/3\tilde{T}_2$ и согласуется с тем, что нарастание медленной циклотронной моды прекращается только после выхода скорости электронного потока за границу области неустойчивости: $\omega_2''(v_{\parallel}) < 0$.

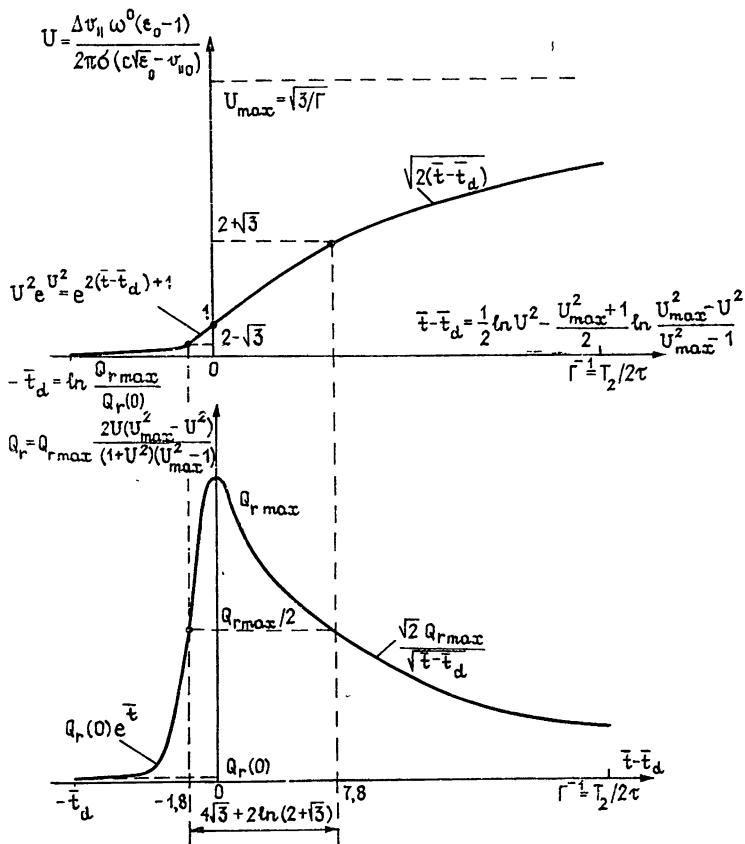


Рис. 6.

Вместе с тем импульс мощности одномодового циклотронного сверхизлучения $Q_r(t) = \sigma_0 \bar{E}_r^2$, имеющий вид

$$Q_r = \frac{2Q_{\max} U}{1 + U^2} \left(\frac{U_{\max}^2 - U^2}{U_{\max}^2 - 1} \right), \quad Q_{\max} = \frac{N_e \mathcal{E}_0 |\omega_c^2|}{2(\epsilon_0 - 1)\omega^0}, \quad (6.7)$$

достигает максимума значительно раньше (при $t = t_d$, см. рис. 6) и обладает очень короткой длительностью $\tau_{\text{имп}} \approx 10\tau \ll \tilde{T}_2$. Это обусловлено резким увеличением поляризуемости χ_2 и уменьшением инкремента ω_2' моды уже при небольшом торможении потока, когда $U \sim 1$, т. е. когда частотная отстройка $|\omega_B - k_r(v_{\parallel} - c_0)|$ сравнивается с шириной

полосы сильной неустойчивости 2ω , в которой $\omega_2'' \sim \max \omega_2''$ (см. (5.4)). Отметим, что приведенное условие $|\omega_B - k_r(v_{||0} - c_0)| \sim 2\omega$ позволяет правильно оценить максимальную мощность сверхизлучения $Q_{r\max}$ даже без обращения к точному решению, используя лишь соображения об энергетическом балансе между плотностью энергии поля $2\tau Q_{r\max}$, излученного в первой фазе импульса при $t < t_d$, и изменением плотности энергии электронов $2N_e(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}) = 2N_e \mathcal{E}_0 \Delta v_{||}(t_d) / (c\sqrt{\epsilon_0} - v_{||0})$ за то же самое время, т. е. к моменту $t = t_d$, когда $U = 1$.

Остановимся теперь на многомодовом режиме циклотронного сверхизлучения, реализующемся в случае, противоположном (6.1). Предположим, что в условиях (5.3) число мод M , попадающих в полосу сильной неустойчивости, где $\omega_2''(k_n) \sim \max \omega_2''$, велико: $M = 2L\sigma/(v_{||0} - c_0) \gg 1$. Пренебрежем неадиабатическим взаимодействием мод, полагая, что $\pi c_0/L \gg \max \omega_2'' = 1/2\tau$. Тогда эволюция каждой медленной циклотронной моды подчиняется адиабатическому уравнению, аналогичному первому уравнению в (6.4), а торможение электронного потока определяется суммарной мощностью излучения мод (фазы которых предполагаются случайными):

$$\frac{dq_n}{dt} = \frac{q_n}{1 + (U - \Delta n/M)^2} - \Gamma q_n, \quad \frac{dU}{dt} = \alpha \sum_n \frac{q_n}{1 + (U - \Delta n/M)^2}. \quad (6.8)$$

Здесь $\Delta n \equiv (n - r)$ — целое число, $r = L\omega_{B0}/\pi(v_{||0} - c_0)$ — номер моды, первоначально находившейся в точном резонансе с потоком.

Теперь, в отличие от одномодового циклотронного сверхизлучения, торможение электронного потока не заканчивается его выходом из резонанса с одной из неустойчивых мод $n = r$. В резонанс с тормозящимися потоком попадают все новые, более высокочастотные моды, которые нарастают и продолжают его тормозить. В результате, согласно (6.8), устанавливается режим «эстафеты мод», отвечающий равнозамедленному движению электронного потока с $dU/dt = a = \text{const}$ и распространению мощности излучения $Q_n(t) = Q(\zeta)$ вверх по спектру мод. Этот режим описывается следующей интегрируемой функцией бегущей переменной $\zeta = at - \Delta n/M$ (см. рис. 7, где $a = 1/6$):

$$Q(\zeta) = Q_{\max} \frac{1 + (2a)^{-2}}{1 + \zeta^2} \exp \left[\frac{1}{a} \left(\arctg \zeta - \arctg \frac{1}{2a} \right) \right], \quad (6.9)$$

где $Q_{\max} = (2a/e)^2 N_e \mathcal{E}_0 |\omega_{-c}^2| / M(\epsilon_0 - 1) \omega^0$, $e = 2,71 \dots$ Существование указанного режима связано с конкуренцией двух факторов. С одной стороны, генерация всех новых мод увеличивает суммарную мощность излучения и, следовательно, ускоряет процесс торможения электронов. С другой стороны, при этом уменьшается время нахождения каждой данной моды в резонансе с потоком, что снижает максимальную мощность генерации отдельной моды Q_{\max} (ср. (6.7)). Баланс этих двух факторов, описываемый уравнениями (6.8), определяет параметр торможения электронов: $a \approx \pi/\ln[\Gamma(e/2a)^2 Q_{\max}/Q_n(0)]$ (ограничиваемся наиболее интересным случаем $\Gamma^{1/2} \ll a \ll 1$), а также суммарную мощность излучения мод, т.е. квазистационарный уровень многомодового циклотронного сверхизлучения: $\Sigma Q_n = a N_e \mathcal{E}_0 |\omega_{-c}^2| / (\epsilon_0 - 1) \omega^0$.

Как ясно из рис. 7, в режиме эстафеты каждая мода входит в полосу неустойчивости $\omega_2''(k_n) > 0$ при $\zeta = -\Gamma^{-1/2}$, начиная генерацию со спонтанного уровня $Q_n(0)$; далее, взаимодействуя с тормозящимися электронами, она достигает максимальной мощности $Q_{\max} \gg Q_n(0)$ при

* Здесь сумма по модам Σ заменена на интеграл — $\int \dots M d\zeta$, а также пренебрежено членом $-\Gamma q_n$ в уравнениях для отдельных мод в (6.8). Последнее оправдано для рассматриваемых быстрых процессов, происходящих на временах $\Delta t \ll T_2$.

$\zeta = 1/2a$ и, наконец, выходит из полосы неустойчивости при $\zeta = \Gamma^{-1/2}$, прекращая генерацию. Все это происходит за время $\Delta t \sim \tau/a\Gamma^{1/2} \approx \sqrt{\tau T_2 / 2\pi^2 \ln [\Gamma Q_{\max}/Q_n(0)]} \ll T_2$, т. е. значительно быстрее времени некогерентной релаксации циклотронных колебаний электронов. Последнее относится, конечно, и к продолжительности импульса излучения отдельной моды: $\tau_{\text{имп}} \approx \tau/a^2 \ll T_2$. Более того, можно показать, что по сравнению с T_2 малое и время установления эстафетного режима много-модового циклотронного сверхизлучения, по порядку величины равное времени задержки импульса сверхизлучения t_d группы M мод, первоначально находившихся в полосе сильной неустойчивости. Это значение $t_d \sim \tau \ln [Q_{r\max}/M Q_r(0)]$ определяется формулой для одномодового циклотронного сверхизлучения, в которую в качестве начального некогерентного уровня излучения следует подставить суммарную мощность $M Q_r(0)$ спонтанного излучения M мод.

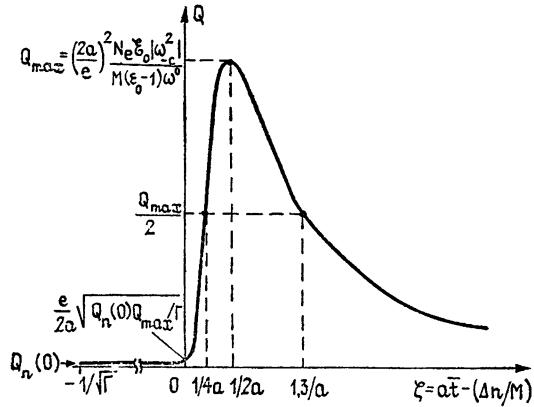


Рис. 7.

В связи со сказанным уместно вновь подчеркнуть, что для рассмотренных режимов циклотронного сверхизлучения в прямолинейном электронном потоке когерентность спонтанно возникших колебаний электронов неизбежно будет разрушаться на больших временах $t \gtrsim T_2$, определяемых временем случайного сбоя фазы вращения электрона в магнитной ловушке. В результате функция распределения электронов по скоростям будет постепенно принимать вид, свойственный несфазированному винтовому потоку и не зависящий от фазы поперечной скорости электронов. Величина характерной поперечной скорости $v_\perp = p_\perp^0/m$ будет определяться предшествующим торможением продольного движения электронов в процессе циклотронного сверхизлучения в условиях аномального эффекта Доплера. Согласно оценкам, она оказывается значительной в том смысле, что нарушаются условия пре-небрежения последним членом в дисперсионном уравнении (4.3), и становится необходимым учет изменений дисперсионных свойств электронного потока, связанных с его винтовой структурой. Однако исследование указанных процессов выходит за рамки проблемы коллективного спонтанного излучения электронов, хотя и представляют несомненный интерес для выяснения вопросов о долговременном ходе торможения электронов и об эффективности отбора их энергии на излучение. Изучение последних вопросов в данной статье не проводилось. Поэтому, в частности, мы ограничились также резонансным приближением $\Delta v_\parallel \ll v_{\parallel 0} - c_0$, тем самым исключив из рассмотрения переход от аномального к нормальному эффекту Доплера и соответствующее сильное изменение частоты циклотронного сверхизлучения $\Delta\omega^0 \gtrsim \omega^0$.

7. Заключительные замечания. Проведенный анализ спонтанного излучения классических электронов-осцилляторов в магнитной ловушке в условиях аномального эффекта Доплера показал, что при достаточно большой плотности электронов оно имеет коллективный характер и в определенных условиях может приводить к возникновению коротких когерентных импульсов излучения в модах с дискретным спектром. Такое циклотронное сверхизлучение в системе классических осцилляторов, как и сверхизлучение Диже в системе двухуровневых атомов,

возникает без предварительного возбуждения или фазировки колебаний осцилляторов и является следствием развития диссипативной неустойчивости мод отрицательной энергии в объеме активной среды. Конкретно для электронов в магнитной ловушке причиной их коллективного спонтанного излучения служит диссипативная неустойчивость медленных циклотронных мод, теряющих энергию, например, за счет эффективного дифракционного излучения через боковую поверхность ловушки. Важнейшей чертой процесса циклотронного сверхизлучения, как и сверхизлучения Дике, является его переходный, существенно нестационарный характер, отвечающий генерации коротких импульсов поля в отсутствие высокодобротных резонаторов.

Наряду с отмеченными общими свойствами циклотронного сверхизлучения и сверхизлучения Дике, у этих двух процессов имеются и определенные различия. Наиболее значительное различие связано с типом нелинейности, определяющей форму импульса сверхизлучения. Если для двухуровневых атомов — это нелинейность типа насыщения, обусловленная изменением разности населенностей их уровней и одинаково влияющая на инкременты мод с различными волновыми числами, то для движущихся электронов в магнитном поле — это нелинейность резонансного типа, связанная с доплеровским изменением частоты колебаний электронов при их торможении и оказывающая выборочное влияние на инкременты мод с различными волновыми числами. Указанное обстоятельство обуславливает затягивание заднего фронта и ряд других отличий формы импульса циклотронного сверхизлучения от формы импульса сверхизлучения Дике.

Наконец, следует подчеркнуть, что установленная конкретная аналогия между сверхизлучением Дике в системе квантовых (двухуровневых) осцилляторов и циклотронным сверхизлучением в системе классических электронов, движущихся в магнитном поле в условиях аномального эффекта Доплера, отнюдь не исчерпывает, а фактически лишь ставит проблему сверхизлучения (коллективного спонтанного излучения) в классической физике плазмы и электронике.

Авторы признательны Б. Л. Братману, Н. С. Гинзбургу и М. И. Петелину за обсуждение результатов статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Звелто О. Принципы лазеров — М.: Мир, 1984.
2. Ярив А. Квантовая электроника. — М.: Сов. радио, 1980.
3. Mac Gillivray J. C., Feld M. S. — Phys. Rev., 1981, A23, № 3, p. 1334.
4. Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. — УФН, 1980, 131, № 4, с. 653.
5. Релятивистская высокочастотная электроника / Отв. ред. А. В. Гапонов-Грохов. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
6. Special issue on free-electron lasers. — IEEE, 1983, QE-19, № 3, p. 271.
7. Cook A. H. Celestial masers. — London: Cambridge Univ. Press, 1977.
8. Dicke R. H. — Phys. Rev., 1954, 93, № 1, p. 99.
9. Зиновьев П. В., Лапина С. В., Набойкин Ю. В., Самарцев В. В., Силаева Н. Б., Шейбул Ю. Е. — ЖЭТФ, 1983, 85, № 6, с. 1945.
10. Florian R., Schwan L. O., Schmid D. — Phys. Rev., 1984, A29, № 5, p. 2709.
11. Gross M., Nagosche S. — Phys. Rep., 1982, 93, № 2, p. 301.
12. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. — ЖЭТФ, 1984, 87, № 5, с. 1565.
13. Гапонов А. В. — ЖЭТФ, 1960, 39, № 2, с. 326.
14. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юллатов В. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 9—10, с. 1414.
15. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973.
16. Ерохин Н. С., Кузелев М. В., Моисеев С. С., Рухадзе А. А., Шварцбург А. Б. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. — М.: Наука, 1982, гл. 1—3.
17. Borenstein M., Lamb W. E., Jr. — Phys. Rev., 1972, A5, № 3, p. 1298.
18. Bonifacio R., Casagrande F. — Lett. Nuovo Cim., 1983, 37, № 2, p. 39, Opt. Comm., 1984, 50, № 4, p. 251; Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res., 1985, A239, № 1, p. 36.
19. Железняков В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1959, 2, № 1, с. 14.

20. Коцаровский В. В., Коцаровский Вл. В. — Opt. Comm., 1985, 53, № 5, р. 345, Препринт ИПФ АН СССР № 110. — Горький, 1984.
21. Файн В. М. Фотоны и нелинейные среды. — М.: Сов. радио, 1972.
22. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. — М.: Наука, 1979.
23. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. — М.: Атомиздат, 1979.
24. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. — М.: ИЛ, 1963.
25. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме. — М.: Энергоиздат, 1982.
26. Островский Л. А., Степанянц Ю. А., Цимлинг Л. Ш. В кн.: Нелинейные волны: Самоорганизация / Отв. ред. А. В. Гапонов-Грехов. — М.: Наука, 1983, с. 204.
27. Feix M. — Nuovo Cim., 1963, 27, № 5, р. 1130.
28. Манцызов Б. И., Бушуев В. А., Кузьмин Р. Н., Серебряков С. Л. — ЖЭТФ, 1983, 85, № 3, с. 862.
29. Коцаровский В. В., Коцаровский Вл. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 9, с. 1099.
30. Гинзбург В. Л., Файн В. М. — ЖЭТФ, 1958, 35, № 3, с. 817.
31. Барышевский В. Г. — ДАН СССР, 1980, 255, № 2, с. 331; ДАН БССР, 1983, 27, № 6, с. 505.
32. Гинзбург В. Л., Франк И. М. — ДАН СССР, 1947, 56, № 6, с. 583.
33. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1977.
34. Дэвидсон Р. Теория заряженной плазмы. — М.: Мир, 1978; Равновесие и устойчивость интенсивных пучков. В кн.: Основы физики плазмы. Дополнение к т. 2 / Под ред. А. А. Галеева, Р. Судана. — М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 147.
35. Железняков В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1960, 3, № 1, с. 57.
36. Ландau Л. Д., Лифшиц Е. М. Физическая кинетика. — М.: Наука, 1979.
37. Федорченко А. М., Коцаренко Н. Я. Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах. — М.: Наука, 1981.
38. Chu K. R., Higshfield J. L. — Phys. Fluids, 1978, 21, № 3, р. 461.
39. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С., Петелин М. И., Юлпатов В. К. — В сб.: Релятивистская высокочастотная электронника / Отв. ред. А. В. Гапонов-Грехов. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 157.
40. Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I. — IEEE, 1983, QE-19, № 3, р. 282.
41. Гинзбург Н. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 4, с. 470.
42. Кадомцев В. Б., Михайловский А. Б., Тимофеев А. В. — ЖЭТФ, 1964, 47, № 6, с. 2266.
43. Bergk H. L., Pearlstein L. D., Callen J. D., Norton C. W., Rosenbluth H. N. — Phys. Rev. Lett., 1969, 22, № 17, р. 876.
44. Ерохин Н. С., Моисеев С. С. — ЖЭТФ, 1973, 65, № 4, с. 1431.

Институт прикладной физики
АН СССР

CYCLOTRON SUPERRADIANCE AS A CLASSICAL ANALOG OF DICKE'S SUPERRADIANCE

V. V. Zheleznyakov, V. V. Kocharovskij, Vl. V. Kocharovskij

Analogy between collective spontaneous radiation (Dicke's superradiance) in the system of inverted two-level atoms and dissipative instability of a slow cyclotron mode in the system of classical electron oscillators moving along the magnetic field with the anomalous Doppler effect is ascertained. The analysis is carried out in a one-dimensional model of a limited sample of active medium for both cases. Conditions under which a beam of classical electron oscillators in a magnetic trap will radiate short coherent pulses in modes of a discrete spectrum are specified. Pulse parameters for monomode and multimode regimes of this cyclotron superradiance are found.