ЖЭТФ, 2004, том 126, вып. 2 (8), стр. 333–348

НОВЫЙ ПОДХОД К ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА НА ОСНОВЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ОБОБЩЕНИЯ КРИТЕРИЯ ЛАНДАУ

С. Г. Чефранов *

Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова Российской академии наук
109017, Москва, Россия

Институт теоретической и экспериментальной физики Российской академии наук
142292, Пущино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 14 ноября 2002 г.,
после переработки 20 февраля 2004 г.

Получено релятивистское обобщение критерия Ландау, определяющее, в отличие от классических теорий Тамма – Франка и Гинзбурга, исходный энергетический механизм реализации нетормозного излучения Вавилова – Черенкова. Показано, что излучение Вавилова – Черенкова может отвечать пороговой энергетически выгодной конверсии конденсатных (предельно длинноволновых) элементарных бозе-возбуждений среды в поперечные черенковские фотоны, излучаемые самой средой при ее взаимодействии с достаточно быстрой заряженной частицей. Определены пороговые условия возникновения излучения для сред с произвольными показателями преломления n, включая и случай изотропной плазмы с $n < 1$, для которого классическая теория излучения Вавилова – Черенкова запрещает такое непосредственное и эффективное нетормозное излучение именно поперечных высокочастотных электромагнитных волн. Установлено соответствие этих условий возникновения излучения с данными известных экспериментов о пороге наблюдения этого излучения, в то время как классическая теория отвечает только условиям наблюдения интерференционного максимума этого излучения. Рассмотрена не учитываемая классической теорией возможность прямой эффективной реализации нетормозного излучения Вавилова – Черенкова во многих наблюдаемых астрофизических явлениях (всплесках солнечного радиоизлучения типа III, ускорении частиц излучением и других).

PACS: 01.55.+b, 41.60.Bq

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность реализации в природе нетормозного механизма излучения при равномерном, достаточно быстром движении заряженной частицы в преломляющей среде была теоретически предсказана Хевисайдом [1, 2] почти за полвека до экспериментального открытия излучения Вавилова – Черенкова (ИВЧ) [3, 4] и независимого от [1] создания Таммом и Франком макроскопической теории ИВЧ [5–9]. Предложенная Гинзбургом [10, 11] феноменологическая квантовая теория ИВЧ фактически не изменила основные выводы теории Тамма – Франка. В классической теории ИВЧ [5–11] устанавливается возможность реализации в среде анизотропного ИВЧ, испускаемого непосредственно самим электроном, когда его скорость v_0 превышает фазовую скорость волн света в среде, т. е. при $v_0 > c/n$ (c — скорость света в вакууме, n — показатель преломления среды) и только для $n > 1$. Такая концепция излучения фотона именно непосредственно самим электроном, однако, не согласуется с пониманием существа механизма эффекта ИВЧ, указанным еще Таммом [6] (см. также [12]): «С точки зрения микроскопической теории рассматриваемое излучение не испускается непосредственно электроном, а имеет своей причиной когерентные колебания молекул среды, возбуждаемые электроном. Мы, однако, не входим здесь в микроскопическое рассмотрение проблемы». Из-за этого концептуального про-

*E-mail: schefranov@mail.ru

тиворечия, которое более подробно уточняется ниже (в пп. 1 и 2), фактически до сих пор нет понимания основ энергетического механизма излучения черенковских фотонов, осуществляемого самой преломляющей средой при ее взаимодействии с быстрой заряженной частицей.

1. Действительно, Тамм на основе уравнений Максвелла для среды с $n > 1$ показал [6], что только при $v_0 > c/n$ поле, создаваемое самим электроном в среде, перестает экспоненциально убывать по мере удаления от оси, вдоль которой осуществляется равномерное движение электрона со скоростью v_0. Отмеченный результат еще не указывает на возможность возникновения характерной для ИВЧ конусной анизотропии распределения поля электрона. Для получения такого вывода неявно используется [6] дополнительное предположение об априори существующем в среде при $v_0 > c/n$ когерентном излучении, которое, согласно соображениям интерференционной теории, уже приводит к наличию анизотропного распределения интерференционного максимума поля, определяемого соотношением (см. (2.1) в [6]) $\cos\theta_0 = c/nv_0$, где θ_0 — угол между направлением вектора $\mathbf{v}_0$ и направлением от электрона к интерференционному максимуму в распределении интенсивности ИВЧ. В [6] лишь для случая $n = \mathrm{const}$ (т. е. при отсутствии дисперсии, определяющей зависимость n от частоты волны ω) без привлечения соображений интерференционной теории было установлено совпадающее с решением Хевисайда [1, 2] анизотропное (при тех же θ_0 и $v_0 > c/n$) конусное распределение поля электрона. Из эксперимента (вторая ссылка в [3]), однако, следует, что предельный угол θ_m раствора наблюдаемого анизотропного конуса ИВЧ все же оказывается заметно больше угла θ_0. При этом именно величина θ_m, а не θ_0 определяет пороговую границу реализации ИВЧ, которая, таким образом, не определяется в классической теории ИВЧ [5–9]. Кроме того, известно [13], что как раз вблизи порога излучения черенковских фотонов совершенно недопустимо пренебрежение частотной дисперсией среды.

Поэтому полученное в теории Тамма–Франка [5–9] условие ИВЧ в виде $v_0 > c/n$ при $n > 1$ действительно не отвечает необходимым пороговым условиям реализации ИВЧ, которые должны быть связаны с не учитываемыми в [5–9] изменениями энергетического состояния среды, при которых становится энергетически выгодным и, соответственно, возможным излучение черенковских фотонов самой средой при ее взаимодействии с достаточно быстрым электроном.

2. В квантовой теории ИВЧ Гинзбурга [10, 11] также не учитываются отмеченные необходимые изменения энергетического состояния самой среды при ИВЧ. В отличие от теории Тамма–Франка, в теории Гинзбурга вывод об анизотропии ИВЧ получается в рамках самой квантовой феноменологической теории ИВЧ [10, 11], без необходимости привлечения для этого, как в [6], дополнительных соображений интерференционной теории. Более того, в теории ИВЧ Гинзбурга [10, 11] хоть и в неявной форме, но учитывается некоторая специальная форма реакции среды на ИВЧ. Однако в [10, 11] реакция среды отражается лишь в уравнении баланса импульса и совершенно не представлена в соответствующем уравнении баланса энергии.

Действительно, в теории Гинзбурга [10, 11], как и в теории Тамма–Франка [5–9], черенковские фотоны излучает непосредственно сам быстрый электрон. В то же время в рамках релятивистской теории невозможно одновременное удовлетворение законов сохранения энергии и импульса для описания процесса излучения фотона (или его поглощения) самим свободным электроном в вакууме [14, 15], где реальный фотон имеет нулевую массу покоя. В теории ИВЧ Гинзбурга [10, 11] этот запрет снимается благодаря некоторому учету среды, которая может играть роль третьего тела, забирающего избыток импульса, и/или фактора, обеспечивающего появление у черенковского фотона эффективной ненулевой массы покоя из-за наличия преломляющих свойств среды. В [10, 11] при этом для фотона в среде с $n > 1$ используется псевдоимпульс Минковского

$$\mathbf{p}_m = \frac{\varepsilon_p n}{c}\,\mathbf{k},$$

где ε_p и v_p — энергия и скорость черенковского фотона в среде, а $\mathbf{k} = \mathbf{v}_p/v_p$ — единичный вектор, направление которого, например для изотропной среды, совпадает с направлением волнового вектора ИВЧ. Если допустить, что $\mathbf{p}_m$ отвечает собственному импульсу $\mathbf{p}$ фотона в среде, то тогда, согласно известному релятивистскому соотношению между ε_p, $\mathbf{p}$ и массой покоя m_p [16],

$$m_p^2c^2 = \frac{\varepsilon_p^2}{c^2} - \mathbf{p}^2,$$

можно при $\mathbf{p} = \mathbf{p}_m$ определить формально ненулевую, но комплексную массу покоя $m_p = \tilde{m}_p$ черенковского фотона, где

$$\tilde{m}_p^2 = -\frac{\varepsilon_p^2}{c^4}(n^2 - 1) < 0.$$

Такая величина $\tilde{m}_p^2 < 0$ рассматривалась, например, в [17] в связи с ИВЧ в сильных электромагнитных полях, играющих роль преломляющей среды [15] при $n \to 1$ для $n > 1$. В [10, 11] эта величина явно не вводилась, хотя именно при $\tilde{m}_p^2 \neq 0$ все выводы квантовой теории Гинзбурга и могут иметь место. Действительно, с учетом указанного представления для $\tilde{m}_p^2 < 0$ формула (11) из [11], выражающая условие реализации ИВЧ при $n > 1$ в квантовой теории Гинзбурга, может быть точно записана в виде

$$1 \geq \cos\theta = \frac{c}{v_0\sqrt{1-\tilde{m}_p^2 c^4/\varepsilon_p^2}} \left(1-\frac{\tilde{m}_p^2 c^2}{2m_e\varepsilon_p\Gamma_0}\right), \quad (1)$$

где $\Gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$, m_e — масса электрона, θ — угол между векторами $\mathbf{v}_0$ и $\mathbf{k}$. Очевидно, что неравенство (1) обязательно нарушается в пределе, когда $\tilde{m}_p^2 \to 0$ при фиксированных ε_p и v_0.

Известно [10], что псевдоимпульс $\mathbf{p}_m$ не является собственным импульсом фотона в среде, а лишь может быть связан с ним соотношением $\mathbf{p}_m = \mathbf{p}_a + \mathbf{p}_c$ (см. также [18, 19] о дискуссии по поводу этого равенства), где истинный собственный импульс фотона в среде имеет известную форму Абрагама

$$\mathbf{p} = \frac{\varepsilon_p \mathbf{v}_p}{c^2} = \mathbf{p}_a$$

($\mathbf{p}_a = \varepsilon_p \mathbf{k}/nc$, когда $v_p = c/n$ при $n > 1$ и $\mathbf{p}_a = \varepsilon_p n\mathbf{k}/c$, когда $v_p = cn$ при $n < 1$). Здесь $\mathbf{p}_c$ — импульс силы Абрагама, передаваемый среде фотоном, и, например для $n > 1$, имеем [10]

$$\mathbf{p}_c = \frac{\varepsilon_p(n^2-1)}{nc}\,\mathbf{k}.$$

При этом для $\mathbf{p} = \mathbf{p}_a$ масса покоя черенковского фотона является уже не только ненулевой, но и всегда действительной величиной при любых $n \neq 1$, так как

$$m_p^2 = \frac{\varepsilon_p^2(n^2-1)}{c^4 n^2}, \quad n > 1,$$
$$m_p^2 = \frac{\varepsilon_p^2}{c^4}(1-n^2), \quad n < 1.$$

Однако в [10, 11] это обстоятельство не принималось во внимание и не было проведено учета соответствующих необходимых изменений энергетического состояния среды в уравнении баланса энергии ИВЧ, отвечающих, как минимум, уменьшению внутренней энергии среды на величину $m_p c^2$ при излучении фотона именно средой.

Таким образом, классическая теория ИВЧ [5–11], рассматривая ИВЧ только непосредственно самим электроном, не учитывает необходимых для ИВЧ изменений энергетического состояния среды, излучающей черенковские фотоны с $m_p^2 > 0$, и поэтому такая теория не может определять соответствующие необходимые пороговые условия ИВЧ, оставляя открытым вопросы об исходном энергетическом механизме и физической природе нетормозного ИВЧ.

3. В настоящей работе, в отличие от классических теорий Тамма – Франка и Гинзбурга [5–11], развивается отмеченная выше концепция, в которой именно сама среда излучает черенковские фотоны с $m_p^2 > 0$, а достаточно быстрая заряженная частица лишь инициирует это ИВЧ при взаимодействии со средой. В результате на основе полученного релятивистского обобщения критерия Ландау [20] установлены необходимые пороговые условия ИВЧ. При этом показано, что эффект нетормозного ИВЧ оказывается еще одним примером реализации известного механизма диссипативной (или «вековой») неустойчивости [21–24], в котором при надпороговых скоростях электрона $v_0 > c/n_*(n)$, где $n_* > 1$ и $n_* > n$ при $n > 1$ и $n_* > 1$ при $n < 1$, становится энергетически выгодным процесс излучения средой «массивного» черенковского фотона при одновременном поглощении в среде конденсатного (предельно длинноволнового) элементарного бозе-возбуждения среды. При этом величина изменения энергетического состояния среды определяется величиной поглощаемого при ИВЧ кванта энергии $\varepsilon_0 = \hbar\tilde{\omega}_0$ такого бозе-возбуждения, имеющего тепловую (когда $\tilde{\omega}_0 \sim kT/\hbar$) или иную физическую природу (в плазме $\tilde{\omega}_0 = \omega_0$, где ω_0 — плазменная частота). Если энергия ε_p излучаемого черенковского фотона превышает энергию ε_0 поглощаемого возбуждения, то, как, например, для высокочастотного ИВЧ в плазме с $n < 1$, величина энергии поглощаемого длинноволнового ($k \to 0$, $\mathbf{p}_0 = \hbar\tilde{\mathbf{k}}$ — импульс бозе-возбуждения) плазмона может в точности определять указанную выше массу «покоя» m_p излучаемого средой черенковского фотона, так как $m_p = \hbar\omega_0/c^2$. Действительно, из этого равенства с учетом приведенного выше определения m_p для $n < 1$ получается известный закон дисперсии поперечных плазмонов

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

для которых дисперсионное уравнение $\omega^2 = \omega_0^2 + k^2c^2$ фактически совпадает с указанным выше релятивистским соотношением между ε_p, $\mathbf{p}$ и m_p при $\varepsilon_p = \hbar\omega$ и $\mathbf{p} = \mathbf{p}_a = \hbar\mathbf{k}$. В общем случае величина $m_p c^2$ может не совпадать с ε_0. Например, при $\varepsilon_0 > \varepsilon_p$ возможны, как показано ниже, условия, при которых ИВЧ может сопровождаться даже дополнительным, за счет ИВЧ, увеличением кинетической энергии электрона. Таким образом, как уже отмечалось выше и в [13], порог реализации ИВЧ действительно существенно зависит от дисперсионных свойств преломляющей среды. В результате полученные в настоящей работе условия ИВЧ при сопоставлении с экспериментальными данными [3] (наблюдений именно предельных пороговых углов θ_m раствора конуса ИВЧ) дают качественно и количественно лучшее соответствие по сравнению с выводами классической теории Тамма–Франка и Гинзбурга. Кроме того, ниже обсуждаются известные данные радиоастрономических наблюдений и физики космических лучей на основе предложенной в работе новой теории нетормозного ИВЧ. Проведено сопоставление и с теоретическими выводами некоторых работ этого направления [25–27], в которых, однако, непоследовательно использовалось только вакуумное представление для импульса фотона (т. е. $|\mathbf{p}| = \varepsilon_p/c$ при $m_p = 0$), хотя и рассматривались (вне связи с нетормозным ИВЧ) эффекты излучения жестких квантов при поглощении само́й быстрой частицей элементарных возбуждений преломляющей среды с $n \neq 1$. В работе [26] утверждается, что такое излучение может являться разновидностью тормозного излучения, реализующегося как конверсия достаточно коротковолновых (с фазовой скоростью меньше c) продольных плазмонов в поперечные при комптон-эффекте на плазменных волнах для релятивистских электронов. При этом в [25, 26] не указываются конкретные пороговые величины скоростей электронов, превышение которых необходимо для реализации излучения, анизотропия которого также даже не отмечается в [25, 26].

Отмеченный вывод работы [26] относительно механизма излучения, как показано ниже, не распространяется на случай поглощения предельно длинноволновых (конденсатных) элементарных бозе-возбуждений (в том числе и продольных плазмонов), который рассматривается в настоящей работе (и в [25]) и отвечает именно пороговому по скорости электрона анизотропному нетормозному ИВЧ. Нетормозное ИВЧ может также соответствовать и рассматриваемому в [28] комптон-эффекту гравитона на фермионе с конверсией в фотон именно конденсатного гравитона, который в этом случае является поглощаемым при ИВЧ длинноволновым элементарным бозе-возбуждением среды, где роль среды играет гравитационное поле.

2. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА–ЧЕРЕНКОВА

Сформулируем в настоящем разделе физически последовательную квантовую теорию ИВЧ, которая позволит, в отличие от классической теории ИВЧ [5–11], установить необходимые для реализации ИВЧ пороговые изменения энергетического состояния среды при ее взаимодействии с равномерно двигающейся заряженной частицей. Наряду с полученным в следующем разделе релятивистским обобщением критерия Ландау [20], такая теория позволяет понять и сам физический механизм явления нетормозного ИВЧ преломляющей средой. Везде далее используются те же обозначения, что и во Введении.

1. Рассмотрим систему, состоящую из среды с массой M и заряженной частицы с массой m_e, например электрона. Пусть в лабораторной системе координат в исходном состоянии системы частица двигается равномерно и прямолинейно со скоростью $\mathbf{v}_0$, а среда покоится. По аналогии с [20] предположим, что из-за наличия диссипативных факторов, определяемых, например, поляризационным взаимодействием электрона и среды, в среде возможно энергетически выгодное пороговое рождение распространяющегося со скоростью $\mathbf{v}_p$ элементарного возбуждения в виде излучения черенковского фотона с энергией ε_p и импульсом

$$\mathbf{p} = \frac{\varepsilon_p \mathbf{v}_p}{c^2} = \mathbf{p}_a,$$

где $v_p \equiv |\mathbf{v}_p| \leq c$. Соответственно электрон, даже двигаясь вне среды (об ИВЧ в этом случае см. [11]), может играть такую же роль, как и ограничивающие жидкий гелий стенки капиллярного сосуда, которые в [20] инициируют надпороговое (по величине относительной скорости жидкости и стенок) рождение разрушающих сверхтекучесть вихревых «ротонных» возмущений в потоке сверхтекучего гелия за счет вязкого взаимодействия твердой границы капилляра с потоком.

Для определения соответствующей пороговой скорости $\mathbf{v}_0$, при которой ИВЧ также становится энергетически выгодным, достаточно, как и в [20], ограничиться рассмотрением только уравнения баланса энергии (см. разд. 3). Однако в настоящем разделе, в том числе и для удобства сопоставления с квантовой теорией Гинзбурга [10, 11] и с теорией обратного комптон-эффекта [25, 26], рассмотрим в лабораторной системе координат полную систему уравнений сохранения энергии и импульса, описывающую ИВЧ с $\varepsilon_p > 0$ при учете возможных изменений в состояниях как электрона, так и среды:

$$m_e c^2 \Gamma_0 + M c^2 = \\ = (M - \Delta M) c^2 \Gamma_2 + \varepsilon_p + m_e c^2 \Gamma_1 + \Delta U, \quad (2)$$

$$m_e \mathbf{v}_0 \Gamma_0 = (M - \Delta M)\mathbf{v}_2 \Gamma_2 + \frac{\varepsilon_p \mathbf{v}_p}{c^2} + m_e \mathbf{v}_1 \Gamma_1, \quad (3)$$

где $\Gamma_\alpha = (1 - v_\alpha^2/c^2)^{-1/2}$, $\alpha = 0, 1, 2$, $\Delta M c^2$ — изменение внутренней энергии среды, связанное с излучением именно самой средой черенковского фотона с энергией $\varepsilon_p = \hbar\omega$ и импульсом $\mathbf{p} = \mathbf{p}_a$, отвечающим условию $m_p^2 > 0$. Величина ΔU в (2) может, например, определять возможное в общем случае относительное изменение энергии взаимодействия электрона со средой после излучения ею фотона. В дальнейшем, однако, величиной ΔU будем пренебрегать.

В эффекте ИВЧ «мы имеем по существу дело с излучением, испускаемым средой под влиянием поля движущейся в ней частицы» [12] (см. также приведенную выше цитату из [6]). Следовательно, при ИВЧ соответствующий черенковский фотон может, обладая конечной величиной m_p, забирать у среды часть ее внутренней энергии, что и отражается в формулах (2), (3) наличием величины ΔM, которая может в некоторых случаях (см. Введение) точно совпадать с m_p:

$$\Delta M = m_p = \frac{\varepsilon_p}{c^2}\sqrt{1 - \frac{v_p^2}{c^2}} = \begin{cases} \dfrac{\hbar\omega\sqrt{n^2-1}}{c^2 n}, & n > 1, \\ \dfrac{\hbar\omega\sqrt{1-n^2}}{c^2}, & n < 1. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь величина m_p является фиксированной характеристикой среды только при указанном совпадении с ΔM и определяет, согласно (4), закон дисперсии среды в виде зависимости n от ω при $n > 1$ и $n < 1$.

В то же время при $m_p \neq \Delta M$ (как при $\Delta U = 0$, так и при $\Delta U \neq 0$ в (2)) определение конечной действительной величины m_p, отвечающей энергии ε_p и импульсу $\mathbf{p}_a$ в среде с $n \neq 1$, еще не устанавливает какого-либо закона дисперсии $n(\omega)$, так как при таком определении m_p величина n может быть формально даже постоянной и не зависящей от ω, хотя реально в природе все среды являются, конечно, диспергирующими и $n = n(\omega)$. Когда, наоборот, задан закон дисперсии $n(\omega)$, то в общем случае величина m_p (при $m_p \neq \Delta M$ в (4)) может являться некоторой функцией частоты. При этом m_p определяет некоторую дисперсионную характеристику преломляющей среды. В этом случае m_p, как и сам показатель преломления $n(\omega)$, не является, конечно, релятивистски инвариантной величиной из-за наличия зависимости от неинвариантной частоты ω. Например, для наблюдаемых оптических частот ИВЧ при $n > 1$ имеем, согласно определению m_p, оценку $m_p/m_e \sim 10^{-5}$. Заметим, что для среды с $n \neq 1$ система отчета, связанная с покоящейся средой, является всегда выделенной [23] и уже поэтому для нее нет смысла требовать выполнения принципа равноправия инерциальных систем и релятивистской инвариантности.

С другой стороны, при $m_p = \Delta M$, например, для $n < 1$, когда (см. Введение) $m_p = \Delta M = \hbar\omega_0/c^2$, соотношение (4) уже точно может отвечать закону дисперсии $n(\omega)$ для поперечных высокочастотных электромагнитных волн в изотропной бесстолкновительной плазме. При этом необходимому изменению энергетического состояния среды при ИВЧ отвечает, согласно (4), изъятие из внутренней энергии среды величины энергии плазмона. Таким образом, излучение массивного черенковского фотона средой при $n < 1$ и определенных ниже пороговых условиях должно сопровождаться поглощением в среде конденсатного плазмона, когда, согласно (2), (3) при $\Delta U = 0$, имеем предельный режим со сколь угодно малым импульсом $\mathbf{p}_0$ поглощаемого плазмона при $\mathbf{v}_2 \to 0$, $M\mathbf{v}_2 \to 0$ для $\Delta M \ll M$. Кроме того, из выражения (4) именно при выполнении равенства $m_p = \Delta M$ имеем $\Delta M \to 0$ при $\varepsilon_p \to 0$ в (2) (при $\Delta U = 0$ и $\Gamma_0 \to \Gamma_1$), т. е. в этом случае отсутствие изменения состояния внутренней энергии среды взаимнооднозначно связано с отсутствием ИВЧ. Очевидно, что для $\Delta M = m_p$ величина $\Delta M c^2$ определяет, согласно (4), нижнюю границу частоты ИВЧ. При этом величину $\Delta M c^2$ можно рассматривать как ту часть внутренней энергии среды (в виде «стоячих» элементарных возбуждений), которая является потенциально доступной для трансформации в энергию уже бегущей волны, отвечающей ИВЧ при выполнении надпороговых условий (5), определяемых ниже на основе соотношений (2)–(4).

В работе [25], вне связи с ИВЧ, рассматривалась сходная возможность излучения жесткого поперечного кванта при обратном комптон-эффекте, т. е. при рассеянии быстрого электрона на элементарном бозе-возбуждении среды (в том числе и на продольном плазмоне), при котором это элементарное возбуждение поглощается самим электроном [25], когда $n \to 1$ и $|\mathbf{p}| \to \varepsilon_p/c$, как для фотона в вакууме. При этом законы сохранения (2), (3) отвечают используемому в [25] рассмотрению, если в (2), (3) формально положить $n = 1$, $\Delta U = 0$ и $M = 0$, а величинам $\Delta M c^2 \Gamma_2$ и $\Delta M \mathbf{v}_2 \Gamma_2$ после перенесения их в левую часть выражений (2), (3), сопоставить энергию $\varepsilon_p = \hbar\tilde{\omega}_0$ и импульс $\mathbf{p}_0 = \hbar\mathbf{k}$ поглощаемого при ИВЧ элементарного возбуждения (при $\tilde{\omega}_0 = \omega_0$, в частности, поглощается продольный плазмон). При реально имеющем место неравенстве $M \neq 0$, но уже для

$\mathbf{v}_2 \to 0$ получаются те же уравнения, если считать, что для любых M выполняется предел $M\mathbf{v}_2 \to 0$, отвечающий, в силу того что $\Delta M \ll M$, длинноволновому пределу $\mathbf{p}_0 \to 0$, описывающему конденсатное состояние элементарных бозе-возбуждений среды.

Отметим, с другой стороны, что отличие системы (2), (3) от используемой в классической теории ИВЧ Гинзбурга [10, 11] состоит уже в использовании конечной величины $\Delta M \neq 0$ в (2), (3). Действительно, система (2), (3) точно совпадает с используемой в [10, 11], если в (2), (3) положить $\Delta M = 0$ (при $\Delta U = 0$) и в пределе $\mathbf{v}_2 \to 0$ отбросить в (2) члены порядка $O(v_2^2/c^2)$, положив $\Gamma_2 \to 1$, а в (3) вместо $\tilde{\mathbf{p}}_c = M\mathbf{v}_2\Gamma_2 \approx M\mathbf{v}_2$ использовать импульс $\mathbf{p}_c$ силы Абрагама и отмеченное во Введении соотношение между $\mathbf{p}_m$, $\mathbf{p}_c$ и $\mathbf{p}_a$:

$$\mathbf{p}_m = \mathbf{p}_c + \frac{\varepsilon_p \mathbf{v}_p}{c^2}.$$

Очевидно, однако, что неявно предполагаемое в [10, 11] равенство $\tilde{\mathbf{p}}_c = \mathbf{p}_c$ в общем случае заведомо не обязано удовлетворяться, так как даже направления векторов $\mathbf{v}_2$ и $\mathbf{v}_p$ (или $\mathbf{k}$) не всегда должны совпадать при ИВЧ. Например, при излучении черенковского фотона строго по направлению движения электрона (при $\cos\theta = 1$) направление импульса отдачи $\tilde{\mathbf{p}}_c$ является противоположным направлению векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{p}_c$, т. е. $\tilde{\mathbf{p}}_c \neq \mathbf{p}_c$ в этом случае.

Для получения пороговых условий ИВЧ рассмотрим соотношения (2)–(4), в частности, при $\mathbf{v}_2 \to 0$ и $\tilde{\mathbf{p}}_c \to 0$, т. е. в длинноволновом пределе $\mathbf{p}_0 \to 0$ относительного, поглощаемого при ИВЧ в среде элементарного бозе-возмущения, когда $\Delta M = m_p$ в (4). Если обе части равенства (2) при $\Delta U = 0$ разделить на c и в левые части уравнений (2) и (3) перенести все члены, не относящиеся к электрону, то после возведения в квадрат обеих частей выражений (2), (3) и вычитания (3) из (2) (эта процедура особенно наглядна при использовании алгебры 4-векторов) получаем следующее условие реализации ИВЧ при $n > 1$ (при $n < 1$ надо n везде ниже заменить на $1/n$):

$$1 \geq \cos\theta = \frac{c}{v_0 n_*}\left(1 + \frac{\varepsilon\sqrt{n^2-1}}{\Gamma_0 n}\right), \qquad (5)$$

где $n_* = n + \sqrt{n^2-1}$, $\varepsilon = \varepsilon_p/m_e c^2$ и, например, при $\varepsilon \ll 1$ излучение возможно при $v_0 > c/n_*$. Условие (5) по структуре сходно с формулой (11) из [11] (см. также (1) во Введении), но асимптотически совпадает с ней только в пределе $n \to 1$. Имеется, однако, качественное различие условий (5) и (1), состоящее не только в том, что вместо отрицательной величины $\tilde{m}_p^2 < 0$ в (1) для условия (5) имеет место излучение черенковского фотона с ненулевой и действительной эффективной массой $m_p^2 > 0$, но еще более существенным является заключенная в (5) информация о поглощаемом при ИВЧ в среде конденсатном ($\mathbf{p}_0 \to 0$) элементарном возбуждении с энергией $\varepsilon_0 = \Delta M c^2 \neq 0$, которая для (4) и (5) совпадает с $m_p c^2$. Именно это обстоятельство, как будет показано в следующем разделе на основе релятивистского обобщения критерия Ландау, и обеспечивает энергетическую выгодность реализации ИВЧ при условии (5).

Условие возникновения ИВЧ для $n < 1$, например, в случае, когда средой является изотропная плазма, может быть получено из (5) при элементарной замене n на $1/n$, когда все равно $n_* > 1$, так как при $n < 1$

$$n_* = \frac{n}{1-\sqrt{1-n^2}} > 1.$$

В этом состоит принципиальное отличие условия (5) реализации ИВЧ от выводов классической теории ИВЧ [5–11], так как здесь допускается возможность непосредственной и эффективной реализации ИВЧ в бесстолкновительной изотропной плазме в виде излучения именно поперечных высокочастотных электромагнитных волн. В [8] отмечалась допустимость эффекта излучения лишь продольных плазменных волн при $n < 1$ для случаев, когда скорость электрона превышает величину фазовой скорости таких волн.

2. Соотношение (5) и его аналог при $n < 1$ определяют возможность излучения черенковского фотона только при условии, когда $m_p = \Delta M$ в (4). При $m_p \neq \Delta M$ для произвольного закона дисперсии среды (уже не определяемого из (4) при фиксированной величине m_p) из системы (2), (3) вместо выражения (5) можно получить более общее представление для условия возникновения ИВЧ, имеющего место при поглощении предельно длинноволнового ($\mathbf{p}_0 \to 0$) элементарного бозе-возбуждения среды с энергией $\varepsilon_0 = \hbar\tilde{\omega}_0$. Например, при $n > 1$ вместо (5) условием реализации ИВЧ является

$$1 \geq \cos\theta = \frac{cn}{v_0}\left[y - \frac{\varepsilon}{2\Gamma_0}\left(y^2 - \frac{1}{n^2}\right)\right] \geq -1, \qquad (6)$$

где $y = 1 - \varepsilon_0/\varepsilon_p$. Для $\varepsilon_0 = m_p c^2$ (т. е. при выполнении равенства $m_p = \Delta M$ в (4)) условие (6) точно совпадает с (5). В случае $n < 1$ надо в (6) заменить n на $1/n$.

В отличие от порогового условия (5) возникновения ИВЧ, выполняемость которого связана с конечностью величины m_p (и соответственно ΔM, так как для (5) $\Delta M = m_p$) при $n_n \neq 1$, условие (6) допускает возможность реализации излучения даже в пределе $n \to 1$ (когда $m_p \to 0$, но $\Delta M = \varepsilon_0/c^2 \neq 0$), отвечающем и рассмотрению работы [25], где, однако, не приводились пороговые условия излучения вида (6). В [25] фактически обсуждалось излучение в случае равенства $n = 1$ (для описания импульса фотона), которое не совместно с самим фактом существования среды, учитываемым в [25] в виде наличия элементарных возбуждений среды. Поэтому более корректно рассматривать только предел $n \to 1$, а не строгое равенство $n = 1$. В [25] вообще об ИВЧ не упоминалось и не отмечалась возможность анизотропной реализации излучения поперечного фотона при поглощении элементарного возбуждения самой быстрой частицей, а также не устанавливались пороговые ограничения на ее скорость, что как раз характерно именно для нетормозного ИВЧ при условии (6). Например, при $\varepsilon \ll 1$ и $y \approx O(1)$ неравенства (6), обеспечивая допустимость ИВЧ, могут иметь место только при выполнении следующих ограничений на скорость электрона и частоту излучаемых черенковских квантов:

$$\begin{gathered} c > v_0 > cn\left|1 - \frac{\tilde{\omega}_0}{\omega}\right|, \\ \frac{n\tilde{\omega}_0}{n+1} < \omega < \frac{\tilde{\omega}_0 n}{n-1}, \quad n > 1. \end{gathered} \tag{7}$$

При $n < 1$ надо в (7) заменить n на $1/n$. В частности, при $\tilde{\omega}_0 = \omega_0$ имеем случай, когда для реализации ИВЧ в изотропной плазме с $n < 1$ должен поглощаться именно конденсатный ($\mathbf{p}_0 \to 0$) плазмон. При $\hbar\omega_0 \neq m_p c^2$ условия (7), в отличие от (5), приводят не только к иным по форме ограничениям на скорость v_0, но и к дополнительному ограничению на частоту излучения ω, с необходимостью следующему из условия совместности неравенств (7) для v_0. В пределе $n \to 1$ оно имеет вид $\omega_0/2 < \omega$. Ограничение на ω из (7) будет использовано в заключительной части работы при сопоставлении с данными наблюдений всплесков радиоизлучения.

Из условий (7) следует, что ИВЧ возможно не только для случая $\omega > \tilde{\omega}_0$, когда движение электрона замедляется из-за ИВЧ. Действительно, ИВЧ допустимо и при $\omega < \tilde{\omega}_0$, когда часть энергии поглощаемого элементарного возбуждения уже может идти на ускорение электрона. Такой механизм ускорения заряженных частиц за счет ИВЧ может реализовываться в турбулентной плазме, где величины $\tilde{\omega}_0$ могут быть достаточно большими. Здесь, в отличие от известных механизмов [29–31] ускорения частиц космических лучей, самоускорение заряженной частицы обязано именно реализации ИВЧ средой при условии, что начальная скорость частицы превышает пороговую величину, определяемую из (7). При этом величина пороговой скорости, согласно (7), может быть достаточно малой, если $\omega \to \tilde{\omega}_0$, т. е. для ИВЧ с частотой, близкой к собственной частоте $\tilde{\omega}_0$ поглощаемого при ИВЧ элементарного возбуждения.

Очевидно, что условие (6) возникновения ИВЧ удовлетворяется не только при ограничениях (7) (отвечающих $\varepsilon \ll 1$, т. е. для не слишком жестких излучаемых черенковских квантов), но и для случая жесткого ИВЧ, отвечающего γ- и рентгеновскому (РГ) диапазонам, когда $\varepsilon \approx O(1)$ и даже $\varepsilon \gg 1$. В этом случае, очевидно, n должно быть меньше единицы, и вместо условия (6) надо рассматривать его модификацию, которая получается из (6) при замене n на $1/n$.

В случае $y < 0$, отвечающем ускорению электрона при ИВЧ, общие условия (6) удовлетворяются, однако, только для $|y| < n < 1$, т. е. для $\varepsilon_p < \varepsilon_0 < \varepsilon_p(n+1)$, а при $n > 1$ лишь для $|y| < 1/n$, когда $\varepsilon_p < \varepsilon_0 < \varepsilon_p(n+1)/n$. Поэтому при $n \gg 1$ и при $n \ll 1$ это ускорение предельно мало, а при $n \to 1$ оно может быть конечным и возрастать при увеличении ε_p, так как $\varepsilon_0 - \varepsilon_p \leq \varepsilon_p n$ при $n < 1$. Соответствующее ограничение на v_0, следующее при этом для $y < 0$ и $n < 1$ из (6), приведено в Приложении (см. (П.1)).

С другой стороны, при $y > 0$ получаем пороговое по скорости v_0 условие возникновения ИВЧ (следующее из (6), например, при $n < 1$ и $y < n$) в виде

$$\begin{gathered} v_0 > c\beta_1, \\ \beta_1 = \frac{ny + \dfrac{\varepsilon}{2}(n^2 - y^2)^{3/2}\left[1 + \dfrac{\varepsilon^2}{4}(n^2 - y^2)\right]^{1/2}}{n^2 + \dfrac{\varepsilon^2}{4}(n^2 - y^2)^2}, \end{gathered} \tag{8}$$

где для любых величин ε всегда $\beta_1 < 1$.

Отметим, что в пределе $\varepsilon_0 \to 0$ (т. е. $y \to 1$) условие (6) реализации ИВЧ в точности совпадает с (1), если формально в (1) вместо отрицательной величины $\tilde{m}_p^2$ подставить величину $m_p^2 > 0$, определяемую на основе $\mathbf{p}_a$. При этом в рассматриваемом случае, когда m_p не обязательно совпадает $\Delta M = \varepsilon_0/c^2$, мы получаем условие излучения[1)] самим электро-

[1)] Если заменить в (1) $\tilde{m}_p^2$ на m_p^2, то, например, для $n > 1$ условие (1) может удовлетворяться только при $\varepsilon > 2\Gamma_0 n/(n+1)$.

ном (без поглощения в среде элементарного возбуждения) фотона именно с ненулевой действительной массой m_p. Ниже на основе релятивистского обобщения критерия Ландау будет показано, что такой процесс излучения самим электроном не является уже энергетически выгодным, хотя формально при этом и выполняются условия (6) при $\varepsilon_0 = 0$. Более того, и случай $y > n$ при $n < 1$ тоже не отвечает энергетически выгодному излучению, хотя условие (6) и удовлетворяется для него в виде ограничений на v_0 ненамного более сложного вида, чем (8).

3. Рассмотрим теперь более подробно сопоставление порогового критерия реализации ИВЧ в виде (6) для $n \to 1$ с полученными в [25] условиями излучения быстрой частицей безмассовых жестких поперечных квантов при поглощении самой этой частицей предельно длинноволнового элементарного возбуждения среды. Имея в виду частный случай (также приведенный в [25]), когда таким поглощаемым возбуждением является продольный плазмон, представим для $n < 1$ следующее ограничение на частоту излучаемого кванта, которое обеспечивает выполнение условий (6) для реализации ИВЧ в пределе $n \to 1$, $\varepsilon(1-n^2) \approx o(1)$ и $\varepsilon \approx O(1)$:

$$\varepsilon_2 < \frac{\omega}{\omega_0} < \varepsilon_1, \tag{9}$$

где

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{1 + \tilde{\varepsilon}\gamma_0/2}{1 + \tilde{\varepsilon}\gamma_0 \mp \beta n}, \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{\hbar\omega_0}{m_e c^2},$$
$$\beta = \frac{v_0}{c}, \quad \gamma_0 = \sqrt{1-\beta^2} = \frac{1}{\Gamma_0}.$$

В работе [25] при $n = 1$ в качестве условия излучения фотона фактически используется (хотя явно не приводится) следующее неравенство, которое можно получить на основе выражений (2), (3):

$$|\Delta \mathbf{p}_0|_{min} = -\frac{|\Delta \mathbf{p}_0|_{min}}{m_e c}\gamma_0 =$$
$$= \beta - \varepsilon n \gamma_0 - \sqrt{(1-\varepsilon y \gamma_0)^2 - \gamma_0^2} < 0, \tag{10}$$

где $\varepsilon y \equiv \varepsilon - \tilde{\varepsilon}$, $n < 1$, а при $n > 1$ надо заменить n на $1/n$.

Неравенство (10) определяет условие поглощения элементарного возбуждения среды со сколь угодно малым импульсом $\mathbf{p}_0$ с учетом того, что минимальная величина импульса, теряемая квазичастицей при ее поглощении, имеет место в том случае, когда фотон излучается по направлению движения быстрой частицы [25], т. е. при $\theta = 0$. Условие (10) при $y > 0$ должно быть дополнено ограничением $\gamma_0 y < 1$, следующим из закона сохранения энергии, а также неравенством $\varepsilon\gamma_0 y < 1 - \gamma_0$, определяющим положительность подкоренного выражения в (10). Лишь при отмеченных условиях выражение (10) имеет физический смысл. Однако эти условия вообще не рассматривались в [25]. В то же время, например, при $\varepsilon \geq \beta/n\gamma_0$, когда условие (10) автоматически выполняется, особенно важен учет отмеченных дополнительных к (10) условий. Наоборот, только при $\varepsilon < \beta/n\gamma_0$ неравенство (10) при фиксированном γ_0 дает уже более сильное (чем оба отмеченных условия) ограничение в виде

$$\varepsilon\gamma_0 y < 1 - \sqrt{\gamma_0^2 + (\beta - n\varepsilon\gamma_0)^2},$$

из которого в точности получается пороговое условие (8) для v_0, например, при $0 \leq y < n \leq 1$.

При этом условие (1.3) возникновения излучения, приведенное в работе [25], можно также получить из (10) при $n = 1$ и в пределе $\gamma_0 \ll 1$ при дополнительных условиях $\gamma_0 y \varepsilon \approx O(1)$, $\tilde{\varepsilon} \leq O(\gamma_0)$, которые явно не приводятся в [25]. При этом условие (1.3) работы [25] можно представить в виде

$$\frac{\omega}{\omega_0} < \frac{2}{\gamma_0^2(1 + 2\tilde{\varepsilon}/\gamma_0)}, \tag{11}$$

отвечающем излучению с частотой $\tilde{\omega} \gg \omega_0$, согласно приведенным необходимым ограничениям на ε и $\tilde{\varepsilon}$, при которых условие (11) справедливо, т. е. $\varepsilon \approx O(1/\gamma_0)$, а $\tilde{\varepsilon} \leq O(\gamma_0)$ при $\gamma_0 \ll 1$. Именно при этих, не указанных в [25], ограничениях на ε и $\tilde{\varepsilon}$, неравенство (11) в пределе $\gamma_0 \ll 1$ асимптотически совпадает с правым неравенством (9), определяющим ограничения, требуемые для выполнения порогового условия (6) реализации ИВЧ. Поскольку при $\gamma_0 \ll 1$ и $n = 1$ левая часть неравенства (9) отвечает неравенству $\omega > \omega_0/2$, оно заведомо удовлетворяется также при выполнении условия (11), где требуется $\omega \gg \omega_0$.

Таким образом, полученное в [25] условие излучения жесткого фотона в рассматриваемом в [25] пределе асимптотически точно совпадает только при $n = 1$ с условием (9), которое, в свою очередь, необходимо для выполнения порогового условия (6) реализации асимметричного нетормозного ИВЧ. В [25] асимметричный характер излучения не отмечался, так как вообще тематика этой работы не увязывалась с эффектом ИВЧ в силу отмеченной высокочастотности поперечного излучения, которое традиционно исключается для $n < 1$ из рассмотрения в рамках классической теории ИВЧ [5–11]. Поэтому в [25] не ставился и вопрос о величине пороговой скорости заряженной частицы, при превышении которой возможен эффект такого нетормозного излучения жесткого поперечного кванта при поглощении даже элементарного возбуждения с относительно небольшой энергией. Из (11) при дополнительном предположении о предельно малой величине $\tilde{\varepsilon}/\gamma_0 \ll 1$ нетрудно получить пороговое условие для величины v_0, которое точно совпадает с условием (7) при $n \to 1$ и $\tilde{\omega}_0 = \omega_0$. При этом соответствующее условие для соотношения частот ω и ω_0 в (7) также удовлетворяется, так как (11) отвечает пределу $\omega \gg \omega_0$, при котором левая часть неравенства (7) для частот удовлетворяется, а правая имеет место именно при $n \to 1$, когда $\omega_0/(1-n) > \omega$ при $n < 1$. Отметим, что в [26], в отличие от [25], рассматривался случай относительно коротковолновых продольных плазмонов, трансформирующихся за счет обратного комптон-эффекта на релятивистском электроне в поперечные электромагнитные волны. Используемые в [26] уравнения сохранения энергии и импульса при этом также могут быть получены из (2), (3), если в них положить $\Delta U = 0$, $n = 1$ (т. е. $|\mathbf{p}| = \varepsilon_p/c$) и $M = 0$, но уже, в отличие от [25], для конечных величин $\mathbf{v}_2$, отвечающих энергии продольного плазмона $\hbar\omega_0 = \Delta M c^2 \Gamma_2$ и конечному, достаточно большому импульсу $\mathbf{p}_0 = \Delta M \mathbf{v}_2 \Gamma_2 = \hbar\tilde{\mathbf{k}}$, когда соответствующая фазовая скорость мала по сравнению с c, согласно рассмотренному в [26] пределу $\omega_0/\tilde{k} \ll c$. При этом полученные в [26] выводы, в том числе и о механизме излучения, обусловлены именно использованием такого коротковолнового предела по $\tilde{k}$ в противоположность [25] и рассмотрению настоящей работы.

3. ОБОБЩЕНИЕ КРИТЕРИЯ ЛАНДАУ

В настоящем разделе на основе релятивистского обобщения критерия Ландау [20] установлены условия, при которых рассматриваемый выше эффект излучения черенковского фотона средой действительно является энергетически выгодным процессом типа аномального эффекта Доплера или диссипативной неустойчивости [11, 22] в системе, состоящей из среды и достаточно быстрой заряженной частицы — электрона. При этом, так же как и в предыдущем разделе, рассмотрим в п. 1 случай, когда энергия $\varepsilon_0 = \Delta M c^2$ поглощаемого при ИВЧ элементарного возбуждения точно совпадает с $m_p c^2$, согласно (4), например, при $\varepsilon_0 = \hbar\omega_0$, а в п. 2 — для произвольных, не обязательно связанных с m_p величин ΔM и ε_0.

1. Для получения релятивистского обобщения критерия Ландау, объединяющего ИВЧ и аномальный эффект Доплера, рассмотрим, как и в [20], представление уравнения баланса энергии (2) (при $\Delta U = 0$, $v_2 \to 0$, $\Gamma_2 \to 1$ и с учетом (4)), но в системе координат, двигающейся с постоянной скоростью $\mathbf{v}_0$, в которой электрон до реализации ИВЧ находится в состоянии покоя. При этом из (2) и (4) нетрудно получить

$$m_e c^2 \left[1 - \Gamma_0 \Gamma_1 \left(1 - \frac{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_1}{c^2}\right)\right] = \Gamma_0 Q, \tag{12}$$

где

$$Q = Q_1 = \varepsilon_p \left[1 - \frac{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_p}{c^2} - \sqrt{1 - \frac{v_p^2}{c^2}}\,\right],$$

так как с учетом (4) здесь использовалось представление $\Delta M c^2 = \varepsilon_p \sqrt{1 - v_p^2/c^2}$, отвечающее предполагаемой фиксации величины m_p в виде равенства $m_p = \Delta M$.

Поскольку левая часть уравнения (12) является отрицательной при любых $\mathbf{v}_1 \neq \mathbf{v}_0$ и равна нулю только при $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_0$, условием реализации ИВЧ с $\varepsilon_p > 0$, обобщающим критерий Ландау, является условие $Q < 0$ в (12). При этом из неравенства $Q < 0$ получаем следующее условие энергетически выгодной реализации ИВЧ (так как оно сопровождается отрицательным изменением энергии среды, см. [20, 32]):

$$\cos\theta > c/v_0 n_*, \tag{13}$$

где n_* определено выше (в связи с (5)) для $n > 1$ и для $n < 1$. Из условий (13) и $|\cos\theta| \le 1$ следует неравенство, определяющее пороговую скорость реализации ИВЧ:

$$v_0 > v_{th} = c/n_*. \tag{14}$$

Отметим, что в нерелятивистском пределе $v_0 \ll c$ и $v_p \ll c$ условие $Q < 0$ в (12) при $\varepsilon_p > 0$ точно совпадает с известным критерием Ландау [20, 32]

$$E - \mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_0 < 0, \tag{15}$$

определяющим возможность энергетически выгодного рождения возбуждений в среде с энергией E и импульсом $\mathbf{p}$, когда сама среда двигается с постоянной скоростью $-\mathbf{v}_0$ в рассматриваемой системе координат. В (15) энергия E и импульс $\mathbf{p}$ уже не связаны между собой подобно ε_p и $\mathbf{p}$, так как величина E в отличие от ε_p не является полной энергией возбуждения, включающей и внутреннюю энергию, определяемую массой покоя той частицы среды, которая является носителем возбуждения. В пределе $v_p \ll c$ (v_p — скорость распространения потока энергии возбуждения) энергии E и ε_p связаны соотношением

$$E = \varepsilon_p \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v_p^2}{c^2}}\right) \approx \frac{\varepsilon_p v_p^2}{2c^2},$$

и, согласно (15), для нерелятивистского аналога порогового условия (14) имеем (так как $|\mathbf{p}| = \varepsilon_p v_p / c^2$ и $E = v_p p/2$)

$$v_0 > \frac{v_p}{2} = \frac{E(p)}{p},$$

где $v_p/2 \equiv \partial E/\partial p = v_g$. При этом определении пороговой скорости имеет место отмечаемое в [20] равенство групповой и фазовой скоростей элементарных возбуждений, отвечающее условию их рождения [20, 32]. В классической теории ИВЧ [9] также указывается на совпадение величин фазовой и групповой скоростей света в прозрачной среде при пороговых условиях реализации ИВЧ.

2. Рассмотрим теперь релятивистское обобщение критерия Ландау в общем случае, когда возможно как $\Delta M \neq m_p$, так и $\Delta M = m_p$ в (4). Величина энергии $\varepsilon_p = \hbar\omega$ излучаемого черенковского фотона поэтому не всегда (а только при $\Delta M = m_p$) связана однозначно соотношением (4) с энергией $\varepsilon_0 = \hbar\tilde{\omega}_0$ поглощаемого при ИВЧ бозе-возбуждения, в том числе и при $\tilde{\omega}_0 = \omega_0$, хотя при $n < 1$ этот случай наиболее адекватен представлению (4) с $\Delta M = m_p$, как уже отмечалось выше. При этом в правой части выражения (12) имеем для Q уже иное представление:

$$Q = Q_2 = \varepsilon_p \left(1 - \frac{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_p}{c^2}\right) - \varepsilon_0.$$

Поэтому для случая излучения с $\varepsilon_p > 0$ получаем следующее необходимое условие отрицательности Q:

$$\cos\theta > \frac{yn}{\beta}, \tag{16}$$

где $n > 1$, а при $n < 1$ надо заменить n на $1/n$. Поскольку в (16) должно выполняться неравенство $|\cos\theta| \leq 1$, то при $y > 0$ существует пороговое ограничение на скорость v_0, которое следует из неравенства $yn/\beta < 1$ и совпадает с (7) уже не только при $\varepsilon \ll 1$ и $y = O(1)$, как это требовалось для получения условий (7) из (6). При $y < 0$ возможен как случай ограничения на v_0, отвечающий в точности неравенствам (7) (этот случай выделяет, согласно (16), анизотропный конус ИВЧ), так и случай, когда $|y|n/\beta > 1$. При этом вместо (16) имеем только неравенство $\cos\theta \geq -1$, не выделяющее с необходимостью какой-либо анизотропии излучения. В последнем случае, однако, такая анизотропия ИВЧ определяется только из условия (6) (см. (П.1)). Таким образом, очевидной является обязательность учета в теории ИВЧ теряемой средой конечной энергии ε_0, что необходимо именно для энергетически выгодной реализации ИВЧ, так как правая часть неравенства (16) может быть меньше единицы лишь при $\varepsilon_0 \neq 0$ как для $n > 1$, так и для $n < 1$. В этом отношении полезным примером является отмеченный выше случай $\varepsilon_0 = 0$ (при замене $\tilde{m}_p \to m_p$ в (1)), для которого хоть и обеспечивается выполнение условий ИВЧ, но эта возможность излучения, однако, не является энергетически выгодной и, следовательно, необходимой для реализации.

В Приложении показано, что и в отношении условий излучения, следующих из неравенства (10), релятивистское обобщение критерия Ландау (16) позволяет уточнить лишь необходимые для энергетически выгодной реализации ИВЧ ограничения. Только в пределе $z \ll 1$ ($z = \varepsilon/n$ при $n > 1$ и $z = \varepsilon n$ при $n < 1$) и $y \approx O(1)$ условия (10) реализации ИВЧ фактически совпадают с ограничением на v_0, следующим из (16). В остальных случаях условие (10) содержит более жесткие, чем (16), ограничения типа (8). Однако лишь условие (16) позволяет выделить нужный подкласс ограничений, обусловленных неравенством (10), для того чтобы они отвечали энергетически выгодной реализации ИВЧ.

Итак, пороговые условия для v_0, следующие из релятивистского обобщения критерия Ландау, определяют необходимые (хотя и не всегда достаточные) условия энергетически выгодной реализации ИВЧ. На основе такого выявления необходимых пороговых условий реализации ИВЧ уже можно, в принципе, понять физический механизм нетормозного излучения черенковского фотона самой средой именно как энергетически выгодное излучение при одновременном поглощении в среде конденсатного бозе-возбуждения за счет ее взаимодействия с достаточно быстрым электроном. В системе координат, отвечающей представлениям закона сохранения энергии в виде (12) (при $Q = Q_1$ или $Q = Q_2$), рождение излучения с энергией $\varepsilon_p > 0$ при условии (13) или (16) даже для $\varepsilon_0 < \varepsilon_p$ при $y > 0$ приводит к одновременному увеличению кинетической энергии заряженной частицы (если $\mathbf{v}_0 \neq \mathbf{v}$), как это имеет место в случае аномального эффекта Доплера или реализации «отрицательной энергии» в различных физических системах [11, 22, 24, 33]. При этом механизм ИВЧ фактически отвечает такому же примеру диссипативной неустойчивости [21–24], при которой в системе в надпороговом режиме становится энергетически выгодным рождение возмущений, реализуемых здесь в виде черенковских фотонов.

	n	n_*	$\cos\theta_m^A$	$\cos\theta_m^B$	β_*^A	β_*^B	β^A	β^B
H_2O	1.3371	2.2247	0.6691	0.7431	0.6718	0.6049	1.1177	1.0064
C_6H_{12}	1.4367	2.4683	0.5	0.6428	0.8103	0.6303	1.392	1.083
C_6H_6	1.5133	2.6491	0.454	0.5736	0.8315	0.6581	1.4556	1.152
$C_{11}H_{12}O_2$	1.5804	2.8049	0.3584	0.5	0.9519	0.6217	1.689	1.103

4. ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА И ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

В настоящем разделе в п. 1 проведем сопоставление выводов теории ИВЧ с экспериментальными данными (вторая ссылка в [3]) и классической теорией ИВЧ Тамма–Франка и Гинзбурга [5–11]. В п. 4 рассматривается также возможность применения полученных результатов в связи с некоторыми данными радиоастрономических наблюдений.

1. Согласно экспериментальным данным, отвечающим наблюдаемым угловым распределениям интенсивности ИВЧ (см. [3], рис. 4) в четырех различных жидких прозрачных средах, получаем, согласно (13) и классической теории ИВЧ [5–11], следующие результаты, сведенные в таблицу. Здесь индекс «A» отвечает источнику γ-лучей ThC$''$, а индекс «B» — случаю возбуждения ИВЧ комптоновскими электронами от γ-лучей радия (Ra). Согласно [3], свечение наблюдается во всем диапазоне углов $0 \le \theta \le \theta_m^{A,B}$ с максимумом интенсивности при $\theta = \theta_0^{A,B} < \theta_m^{A,B}$ и при практически полном (с резко выраженным порогом при $\theta = \theta_m^{A,B}$) отсутствии свечения для $\theta > \theta_m^{A,B}$. В то же время при $\theta = 0$ интенсивность наблюдаемого свечения оказывалась всего в 1.5–3 раза меньше, чем максимальная при $\theta = \theta_0^{A,B}$. Величины $\beta_*^{A,B}$ определяются по формуле, соответствующей пороговому необходимому условию (13)

$$\beta_*^{A,B} = \frac{1}{n_* \cos\theta_m^{A,B}},$$

энергетически выгодной реализации ИВЧ, а величины $\beta^{A,B}$ находятся согласно классической теории ИВЧ [5–11], для которой величине пороговой скорости v_0 отвечает представление

$$\beta^{A,B} = \frac{1}{n \cos\theta_m^{A,B}}.$$

Здесь используются наблюдаемые пороговые значения углов $\theta_m^{A,B}$ для различных способов получения ИВЧ в отмеченных средах.

Поскольку величины $\beta_*^{A,B}$ и $\beta^{A,B}$ соответствуют пороговым значениям v_0/c, которые должны быть меньше единицы, из таблицы очевидно следует, что именно значения $\beta^{A,B}$, отвечающие классической теории ИВЧ [5–11], явно не удовлетворяют этому требованию релятивистской теории, а все величины $\beta_*^{A,B}$, наоборот, удовлетворяют. В то же время, если в определении величин $\beta^{A,B}$ заменить предельные пороговые углы наблюдения ИВЧ $\theta_m^{A,B}$ на углы $\theta_0^{A,B}$, соответствующие наблюдаемому интерференционному максимуму распределения ИВЧ, то уже для всех получаемых значений $\beta^{A,B}$ имеем необходимое неравенство $\beta^{A,B}(\theta_0^{A,B}) < 1$, согласно данным [3].

Таким образом, приведенное сопоставление теоретических выводов и данных экспериментальных наблюдений ИВЧ позволяет сделать вывод о том, что именно пороговое необходимое условие (13) (или (16)) позволяет определять допустимость энергетически выгодной реализации ИВЧ во всем отвечающем этим условиям диапазоне изменения углов θ. В то же время условия, основанные на неравенствах (5), (6) и (10), могут определять и соответствующие достаточные условия ИВЧ при согласовании их с (13) или (16).

Более жесткие ограничения накладывает и классическая теория ИВЧ [5–11], которая, как это следует из приведенного сопоставления с экспериментальными данными, не раскрывает сам энергетический механизм порогового нетормозного ИВЧ и отвечает описанию уже существующего в среде когерентного излучения, для которого и осуществляется хорошее соответствие с наблюдаемыми интерференционными максимумами ИВЧ.

Конечно, проведенное сопоставление с экспериментальными данными [3] является далеко не исчерпывающим, так как, например, оно не учитывает всегда существующий в реальном эксперименте конечный разброс в направлениях движения электронов, инициирующих излучение средой черенковских фотонов, что может приводить к уширению по углам наблюдаемого распределения интенсивности

$I(\theta)$ ИВЧ, в том числе и относительно направления $\theta = \theta_0$. Кроме того, на основе модифицированной классической теории ИВЧ [6], учитывающей конечность промежутка времени τ, в течение которого электрон излучает, двигаясь с достаточно большой постоянной скоростью, также можно получить конечное уширение распределения $I(\theta)$ на величину $\Delta\theta$ вблизи $\theta = \theta_0$ (если $\cos\theta_0 = 1/\beta n$, $n > 1$) в виде

$$\Delta\theta \approx \frac{1}{\omega\tau(\beta^2 n^2 - 1)^{1/2}}\,.$$

Однако при этом величина $\Delta\theta$ убывает при увеличении n, что противоречит наблюдаемому в [3] прогрессирующему возрастанию $\Delta\theta$ именно по мере увеличения n. Более того, увеличение $\Delta\theta$, следующее из такой модифицированной теории ИВЧ, имеет симметричный характер относительно $\theta = \theta_0$ (и $\theta = -\theta_0$), что также не отвечает наблюдаемому в [3] явно несимметричному уширению распределения $I(\theta)$ в этой области углов θ, так как при $\theta < |\theta_0|$ уширение гораздо больше, чем при $\theta > |\theta_0|$, где $I(\theta) = 0$ для $\theta \geq \theta_m$. Действительно, проведение симметричной относительно θ_0 экстраполяции на величину $\Delta\theta = \theta_m - \theta_0$ должно, согласно данным для $\Delta\theta$ [3], приводить к нулевым значениям $I(\theta)$ при $\theta = 0$, чего, как уже отмечалось выше, не наблюдается в [3], где $I(0) \geq I(\theta_0)/3$, а $I(\theta_0) = \max I(\theta)$ — интенсивность ИВЧ, отвечающая интерференционному максимуму.

Таким образом, именно выводы, основанные на релятивистском обобщении критерия Ландау, позволяют определять возможность энергетически выгодного ИВЧ во всем диапазоне углов θ (определяемых из (13) при $m_p = \Delta M$ или из (16) при любых соотношениях между m_p и ΔM), а не только при фиксированном условием (6) или (5) направлении, в котором, согласно (12), излучение реализуется только при $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v}_1$, когда равна нулю левая часть выражения (12). Отметим при этом, что приведенная выше интерпретация механизма нетормозного ИВЧ, как аномального эффекта Доплера, имеет место (в системе координат, для которой записан закон сохранения энергии (12)) даже без учета внутренних степеней свободы заряженной частицы. Наличие таких степеней свободы или же явный учет в соотношениях (2) и (12) эффектов выделения тепла или иных проявлений диссипативного взаимодействия частицы и среды в процессе ИВЧ приводит к необходимости учета соответствующих дополнительных положительных членов типа ΔU. Это не изменяет, однако, полученных необходимых условий (13) и (16) реализации энергетически выгодного ИВЧ, но в то же время не может быть достаточно адекватно учтено в уравнении баланса импульса. Поэтому соответствующее однозначное определение угла ИВЧ, как в условии (5) или (6), в этом случае уже становится невозможным. При выводе нерелятивистского критерия Ландау, определяющего рождение вихревых «ротонных» мод в сверхтекучем гелии, рассмотрение также проводилось только на основе уравнения баланса энергии, т. е. без привлечения уравнения сохранения импульса [20, 32].

2. Отметим, что развиваемый в настоящей работе подход, учитывающий конечность массы покоя, связанной с рождающимся элементарным возбуждением, также может оказаться полезным для уточнения этой нерелятивистской теории [20, 32] при включении в рассмотрение таких факторов, определяющих формирование этой эффективной массы, как, например, геометрическая форма и граничные условия системы. Действительно, экспериментально наблюдаемые величины критической скорости течения гелия оказываются значительно меньшими [34], чем предсказывалось теоретически в [20]. Заметим, что полученное выше выражение для величины критической скорости в нерелятивистском пределе на в самом деле оказывается в два раза меньше, чем определяющая поток полной энергии ε_p скорость v_p распространения возбуждений.

3. Отдельного рассмотрения требует также уточнение понимания специфических физических механизмов формирования конденсатных элементарных бозе-возбуждений среды, способных трансформироваться в черенковские фотоны при реализации порогового эффекта нетормозного ИВЧ данной средой. Укажем здесь только на идею о возможности определения величины ΔM (или $\varepsilon_0 = \hbar\tilde{\omega}_0$) через эффективную электромагнитную массу покоя $m_{em} \approx e^2/n^2c^2R$ электрона в среде с $n \neq 1$, которая обусловливает импульс поля электрона, двигающегося с постоянной скоростью (в [35] в формуле (28.7) величина m_{em} вводилась для случая вакуума с $n = 1$). При этом для оценки эффективного поляризационного радиуса R электрона предположим, что $m_{em} \approx \Delta M$, и используем приведенную выше оценку $\Delta M = m_p \sim 10^{-5} m_e$. В результате получаем, что

$$R \approx \frac{10^5 e^2}{n^2 m_e c^2},$$

т. е. в формировании величины элементарного бозе-возбуждения среды, поглощаемого при ИВЧ, может принимать участие объем среды, соизмеримый при $n \approx O(1)$ с атомарными размерами $R \sim 10^{-8}$ см. Наличие конечной скорости v_0 электрона определяет и соответствующий электромагнитный импульс в среде, но при $v_0 < v_{th}$ поле не может «оторваться» от соответствующего объема среды (вблизи которого находится движущийся электрон в данный момент времени) в виде бегущей волны. Однако при $v_0 > v_{th}$ (когда, согласно (13) или (16), становится энергетически выгодным рождение черенковского фотона средой) такая существующая при $v_0 < v_{th}$ в некотором эффективном резонаторе размера R стоячая волна уже может трансформироваться в бегущую волну, наблюдаемую в эффекте ИВЧ. При этом минимальная частота бегущей волны при $v_0 > v_{th}$ как раз и определяется величиной $\tilde{\omega}_0$ (или $\Delta M = \hbar\tilde{\omega}_0/c^2$) собственной частоты такой стоячей (при $v_0 < v_{th}$) волны (см. [35, с. 233]).

В частности, как уже отмечалось выше, при $\tilde{\omega}_0 = \omega_0$ и $n < 1$ элементарным возбуждением, поглощаемым при ИВЧ, является хорошо известный конденсатный продольный плазмон. В то же время, например, при определении $\tilde{\omega}_0$ через энергию тепловых возбуждений среды, когда $\tilde{\omega}_0 \approx kT/\hbar$, уже более сложным является вопрос определения физических условий формирования соответствующих квазичастиц среды, потенциально трансформируемых в черенковские фотоны. Поэтому приведенный пример определения эффективного поляризационного радиуса электрона может служить ориентиром при рассмотрении таких вопросов, особенно для сред с $n > 1$.

4. Развитая в настоящей работе теория нетормозного ИВЧ уточняет физический механизм этого явления и поэтому допускает более адекватное и широкое применение по сравнению с классической теорией ИВЧ [5–11], в частности, в связи со многими астрофизическими явлениями, среди которых ниже отмечены лишь некоторые.

Так, для объяснения происхождения наблюдаемых солнечных всплесков радиоизлучения типа III в [27] используется теория [5–11], согласно которой пучок достаточно быстрых электронов может генерировать некоторое излучение только продольных плазменных волн, лишь небольшая часть которых может затем трансформироваться в поперечные плазмоны при взаимодействии с пучком. Такая трансформация, как уже упоминалось выше, обсуждалась, например, в [25, 26], где исследовались различные, хотя и внешне сходные механизмы излучения поперечных квантов. При этом в [25, 26] отмечались условия более эффективной генерации соответствующего излучения поперечных электромагнитных волн, например, по сравнению с магнитно-тормозным механизмом излучения.

В настоящей работе было установлено, что рассмотренный в работе [25] механизм излучения на самом деле является частным случаем нетормозного ИВЧ, энергетически выгодная реализация которого средой сопровождается поглощением в среде именно конденсатного (имеющего сколь угодно малый импульс) продольного плазмона. Более того, развитая в настоящей работе теория ИВЧ допускает в среде с $n < 1$ и непосредственное (без предварительной генерации пучком электронов продольных плазмонов) пороговое по скорости электронов рождение средой поперечных электромагнитных волн, что может обеспечивать и более эффективную генерацию, в частности, радиовсплесков типа III.

Так, при этом имеются основания, необходимые, но не всегда достаточные для естественного объяснения наблюдаемого факта превышения частоты излучаемых радиоволн всплесков типа III над величиной плазменной частоты той области, из которой приходит излучение. Предлагались различные гипотезы объяснения этого явления, начиная от неубедительных допущений об удвоении плотности плазмы (по сравнению с плотностью в реальной короне на этой высоте) до более оправданных соображений, привлекающих эффекты рефракции и рассеяния [27]. В то же время ограничение (7) на частоту ω ИВЧ (когда $n < 1$ и величина $\tilde{\omega}_0$ совпадает с плазменной частотой ω_0, т. е. в случае поглощения при ИВЧ конденсатного продольного плазмона) выделяет возможность радиоизлучения не только при $\omega = \omega_0$, но и при $\omega \approx \sqrt{2}\,\omega_0$, так как из (7), например, для $n \approx 0.5$ имеем $2\omega_0/3 < \omega < 2\omega_0$. Согласно (7), при $n < 1$ относительная ширина частотного диапазона ИВЧ,

$$\delta = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{2n}{1 - n^2}\,,$$

может быть сопоставима с наблюдаемой в радиовсплесках типа III, где δ может достигать величины 0.1–0.2 (например, для $\delta \approx 0.2$ имеем отсюда $n \approx 0.1$)

Использование условия (7) реализации ИВЧ по частоте может сходным образом в какой-то степени объяснять как сам факт существования радиоизлучения на удвоенной частоте $\omega \approx 2\omega_0$, так и наблюдаемое несовпадение видимых положений радиоизлучения на основной ($\omega \approx \omega_0$) и на удвоенной частотах, так как не только величина ω_0, но и величина n, определяющая δ, зависят от плотности плазмы, т. е. от высоты. Так, в пределе $n \to 1$, отвечающем внешним слоям солнечной короны, из соотношения (7) имеем $\omega > \omega_0/2$, что может отвечать уже наблюдаемому в широком диапазоне частот радиоизлучению типа V, которое с небольшим запаздыванием (примерно в 10 % случаев) сопровождает радиовсплески типа III [27]. До сих пор (см. [27]) для объяснения всплесков типа V используется, однако, лишь дополнительное предположение о существовании в соответствующей пространственной области достаточно сильных магнитных полей, способных инициировать синхротронное излучение релятивистскими частицами, которое, так же как и ИВЧ, является характерно анизотропным, но имеет качественно отличную от ИВЧ природу как разновидность тормозного излучения.

Отметим, что в ассоциируемых также с сильными магнитными полями всплесках типа U наблюдаемое явление обратного дрейфа частоты [27] и отвечающее ему последовательное во времени увеличение частоты радиоволн допускают объяснение даже при сохранении направления движения пучка электронов именно при учете следующего из (7) неограниченного расширения допустимых частот ИВЧ при $n \to 1$, т. е. при движении пучка к периферии короны.

Развиваемая в настоящей работе теория ИВЧ, в отличие от классической теории [5–11], может быть использована и для отдельного рассмотрения многих других вопросов в астрофизике и физике Солнца (например, в проблеме формирования энергетики и структуры хромосферы и короны). Отметим еще здесь указанную выше возможность использования механизма ИВЧ при $n < 1$ именно в качестве существенной (особенно в области малых плотностей и полей) альтернативы обычно рассматриваемым различным вариантам тормозного излучения при объяснении наблюдаемых эффектов генерации жесткого γ- и РГ-излучения быстрыми заряженными частицами космических лучей. При этом представляет интерес и также требует отдельного рассмотрения вопрос о физических механизмах, обеспечивающих значительное ускорение таких частиц с учетом полученного выше условия (16) (см. также (П.1)), которое при $y < 0$ допускает возможность существования такого ускорения именно наряду с излучением. Действительно, в теории ускорения частиц излучением рассматривается возможность реализации эффекта ускорения, но только при черенковском поглощении излучения [29, 36, 37]. В [29], например, при этом используется формула (1) (или (11) из [11]) для определения условий, когда возможно черенковское поглощение (т. е. при $\varepsilon_p < 0$ в (1) и $|\cos\theta| \leq 1$), но запрещено черенковское излучение (при $\varepsilon_p > 0$ и $|\cos\theta| > 1$ в (1))[2] и поэтому совсем не учитывается указанная возможность ускорения частиц при одновременном нетормозном энергетически выгодном излучении средой поперечных черенковских фотонов.

Выражаю признательность Б. М. Болотовскому за полезные обсуждения, а также рецензенту ЖЭТФ за конструктивные вопросы.

Работы выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 01-05-64300, 01-07-90211).

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. При $y < 0$ (т. е. при $y = -|y|$) для $n < 1$ и $|y| < n$ из условия (6) можно получить следующее ограничение на величину v_0, которое необходимо для реализации ИВЧ, совпадающего с одновременным ускорением электрона:

$$\frac{n|y| - A}{B} < \beta < \frac{|y|}{n}, \quad \varepsilon < \frac{2|y|}{n^2 - y^2},$$
$$\frac{A - n|y|}{B} < \beta < \frac{|y|}{n}, \quad \frac{2|y|}{n^2 - y^2} < \varepsilon < \frac{4n|y|}{(n^2 - y^2)^{3/2}}, \tag{П.1}$$

где

$$\beta = \frac{v_0}{c}, \quad A = \frac{\varepsilon}{2}(n^2 - y^2)^{3/2}\left(1 + \frac{\varepsilon^2}{4}(n^2 - y^2)\right)^{1/2},$$

$$B = n^2 + \frac{\varepsilon^2}{4}(n^2 - y^2)^2.$$

Из (П.1), в частности, для ИВЧ следует возможность реализации даже жесткого излучения с $\varepsilon \gg 1$ при $|y| \to n$, т. е. в пределе $\tilde{\omega}_0/\omega \to 1 + n$.

Релятивистское обобщение критерия Ландау в виде (16) при $y < 0$ с необходимостью приводит к возможности энергетически выгодной реализации анизотропного ИВЧ, когда вместо (П.1) имеем условия

$$\beta > \frac{|y|}{n} \quad \text{при} \quad \varepsilon < \frac{4ny}{(n^2 - y^2)^{3/2}},$$

$$\beta > \frac{A - n|y|}{B} \quad \text{при} \quad \varepsilon > \frac{4ny}{(n^2 - y^2)^{3/2}}.$$

Однако и при неравенстве $|y| > \beta n$, отвечающем (П.1) и выполнению условий ИВЧ (6), условие (16) удовлетворяется для любых значений $\cos\theta \geq -1$,

[2] В формуле (15) работы [29] при этом допущена опечатка или неточность: в знаменателе вместо $\delta\omega^{(0)}$ должно стоять $\delta\omega$, что влияет на результат.

т. е. когда неравенство (16) не выделяет какой-либо анизотропии излучения.

2. Неравенство (16), отвечающее релятивистскому обобщению критерия Ландау, например, при $y > 0$ может иметь место только для $y\varepsilon/z < 1$ при надпороговой величине скорости $v_0 > v_e = cy\varepsilon/z$, где $z = \varepsilon/n$ при $n > 1$ и $z = \varepsilon n$ при $n < 1$. Сопоставим это ограничение на v_0 с условиями для v_0, следующими из неравенства (10). При $z > \beta/\gamma_0$ неравенство (10) всегда удовлетворяется, но при условии, обеспечивающем положительность подкоренного выражения в (10). При этом имеем ограничение на v_0:

$$v_2 < v_0 < v_1 \quad \text{при} \quad \varepsilon + 1 - \sqrt{1+z^2} < \tilde{\varepsilon} < \varepsilon,$$

где

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_0}{m_e c^2}, \quad v_1 = \frac{cz}{\sqrt{1+z^2}}, \quad v_2 = \frac{c\sqrt{\varepsilon y(\varepsilon y + 2)}}{1+\varepsilon y}.$$

При $v_0 > v_1$ в принципе возможно выполнение неравенства (10) как при $z > \varepsilon y$, так и при $z < \varepsilon y$. Однако только условие $v_0 > v_e$ выделяет исключительно возможность $z > \varepsilon y$, которая отвечает энергетически выгодной реализации ИВЧ при выполнении (10). В этом случае из (10) получаем пороговое ограничение на скорость v_0, необходимое для реализации ИВЧ, которое совпадает с (8) и имеет вид $v_0 > v_3 = \beta_1 c$, где всегда $v_3 > v_e$ (при $n > 1$ надо в выражении для β_1 заменить n на $1/n$). При этом в случае, когда $v_3 > v_1$, имеются две расположенные отдельно области изменения v_0, обеспечивающие энергетически выгодную реализацию ИВЧ: $v_2 < v_0 < v_1$ и $v_0 > v_3$, так как при $v_0 < v_1$ всегда имеет место неравенство $v_e < v_2$. В то же время при $v_3 < v_1$ условием реализации ИВЧ, следующим из (10), является только неравенство $v_0 > v_2$, так как при этом пороговая скорость $v_e < v_2$. В частности, при $m_p = \Delta M = \varepsilon_0/c^2$, согласно (4), при $n \ll 1$ для $\tilde{\omega}_0 = \omega_0$ из (10) получаем пороговые условия реализации ИВЧ в виде

$$v_0 > cn\tilde{\varepsilon} \quad \text{при} \quad \tilde{\varepsilon} > 1,$$

$$v_0 > \frac{cn(1+\tilde{\varepsilon})}{2} \quad \text{при} \quad \tilde{\varepsilon} < 1.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Heaviside, Electrical Papers, Vol. II. XVI, p. 492, Macmillan, London–New York (1892).
2. Б. М. Болотовский, *Оливер Хевисайд*, Наука, Москва (1985), с. 152.
3. П. А. Черенков, ДАН СССР II, 451 (1934); УФН **68**, 377 (1959).
4. С. И. Вавилов, ДАН СССР II, 457 (1934).
5. И. Е. Тамм, И. М. Франк, ДАН СССР XIV, 107 (1937).
6. I. E. Tamm, J. Phys. USSR **1**, 439 (1939); *Собрание научных трудов*, т. 1, Наука, Москва (1975), с. 79.
7. И. М. Франк, ДАН СССР **42**, 354 (1944).
8. И. Е. Тамм, УФН **68**, 387 (1959).
9. И. М. Франк, УФН **68**, 397 (1959).
10. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, Москва (1981).
11. В. Л. Гинзбург, УФН **166**, 1033 (1996).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982), с. 553.
13. В. П. Зрелов, ЖЭТФ **45**, 291 (1963).
14. В. Г. Левич, Ю. А. Вдовин, В. А. Мямлин, *Курс теоретической физики*, т. 2, Наука, Москва (1971), с. 436.
15. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1989), сс. 327, 504.
16. В. Паули, *Теория относительности*, Мир, Москва (1983), с. 336.
17. И. М. Дремин, Письма в ЖЭТФ **76**, 185 (2002).
18. Д. В. Скобельцин, УФН **122**, 295 (1977).
19. В. Л. Гинзбург, УФН **122**, 325 (1977).
20. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **11**, 592 (1941).
21. С. Чандрасекхар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, Москва (1973).
22. М. В. Незлин, УФН **120**, 481 (1976).
23. Б. М. Болотовский, С. Н. Столяров, в *Эйнштейновский сборник*, Наука, Москва (1980), сс. 73–130.
24. С. Г. Чефранов, Письма в ЖЭТФ **73**, 312 (2001).
25. М. И. Рязанов, ЖЭТФ **45**, 333 (1963).
26. А. Гайлитис, В. Н. Цытович, ЖЭТФ **46**, 1726 (1964).
27. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович, *Физика плазмы солнечной атмосферы. Современные проблемы физики*, Наука, Москва (1977), с. 256.

28. Ю. С. Владимиров, ЖЭТФ **45**, 251 (1963).

29. В. Н. Цытович, ДАН СССР **142**, 319 (1962).

30. В. Н. Цытович, Астрон. ж. **41**, 7 (1964).

31. В. Л. Гинзбург, С. Н. Сыроватский, *Происхождение космических лучей*, Наука, Москва (1963).

32. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Наука, Москва (1998), с. 26.

33. Б. Е. Немцов, Изв. ВУЗов, Радиофизика **28**, 1549 (1985).

34. Э. Б. Сонин, УФН **137**, 267 (1982).

35. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, *Фейнмановские лекции по физике*, т. 6, Мир, Москва (1977), сс. 233–243, 307–311.

36. V. N. Tsytovich, *Lectures on Nonlinear Plasma Kinetics*, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York (1995).

37. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, под ред. В. Е. Фортова, Москва (2000).