Июль 1997 г. **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** *Том 167, № 7*

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

К вынужденному черенковскому эффекту

Г.К. Аветисян

Показана ошибочность основных результатов и выводов статьи [1], *обобщающих результаты работ* [2–14] *по вынужденному однофотонному черенковскому эффекту и линейному усилению слабой электромагнитной волны как в неограниченной среде, так и при поверхностном черенковском излучении в диэлектрических волноводах.*

PACS number: 41.60.Bq

В октябрьском номере УФН за 1994 г. в рубрике "Обзоры актуальных проблем" была опубликована статья В.М. Арутюняна и С.Г. Оганесяна "Вынужденный черенковский эффект" [1]. Статья содержит серьезные математические и физические ошибки, которые не только привели к искажению ряда результатов по вынужденному черенковскому эффекту (ВЧЭ), но и находятся в противоречии со многими физическими понятиями и принципами. Авторы могли избежать многих ошибок, если бы статья не являлась изложением лишь собственных результатов, а содержала хотя бы обсуждение известных результатов по рассмотренным задачам.

В настоящей заметке мы не собираемся сколько-нибудь подробно обсуждать вопросы, рассмотренные в [1], покажем лишь основные ошибки, которые привели к противоречивым результатам обсуждаемой статьи, основанной на работах [2–14].

1. В обзорной статье [1] все результаты получены в первом порядке теории возмущений по полю внешней волны, тогда как известно [15], что ВЧЭ обладает специфической нелинейностью, причем в сколь угодно слабом поле волны вблизи черенковского конуса. В этом процессе существует критическое значение поля, зависящее от ширины черенковского резонанса. Если поле волны превышает это критическое значение, волна становится потенциальным барьером или ямой для электрона и в этом случае линейная теория описания взаимодействия неприменима. Следовательно, теория возмущений в задаче ВЧЭ применима, если поле волны много меньше этого критического значения и можно говорить о синфазном движении электрона с волной.

Игнорируя эту основную специфику ВЧЭ, авторы [1] вычисляют классическое изменение энергии электрона $\Delta\mathcal{E}$ по теории возмущений в поле плоской монохроматической волны. В разделе 2.1 [1] подробно анализируется известный результат для $\Delta\mathcal{E}$ по линейной теории (см. формулу (7); синфазное движение электрона с замедленной волной, эквивалентное движению в постоянном электрическом поле), затем специально обсуждается случай точного черенковского резонанса $\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0 = 0$ (см. (10)). Однако теория возмущений в этом случае вообще неприменима. Как показывает точное решение этой задачи [15], существует минимальная ширина черенковского резонанса $(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0)_{\min} = \Delta\xi$, определяемая величиной поля ($\xi = eA/mc^2$, A — амплитуда векторного потенциала волны), при меньших значениях которой электрон оказывается в существенно нелинейном режиме взаимодействия ("отражение" или захват электрона волной). Однако и вне этого режима, т.е. когда $\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0 > \Delta\xi$, ВЧЭ опять имеет нелинейный характер и полученные в разделе 2.1 результаты не имеют места. Последние могут быть применимы только, если $\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0 \gg \Delta\xi$ или если поле волны [16]

$$\xi \ll \frac{1}{2}\,\frac{c}{v_0}\,\frac{\left[1 - n(v_0/c)\cos\theta\right]^2}{(n^2-1)\sin\theta}\,\frac{\mathcal{E}_0}{mc^2}\,. \qquad (*)$$

Величина в правой части $(*)$ и есть отмеченное выше критическое значение поля (v_0, $\mathcal{E}_0$ — начальные скорость и энергия электрона, n — показатель преломления среды, θ — черенковский угол).

В разделе 2.2 статьи [1] вычислено изменение энергии электрона $\Delta\mathcal{E}$ ((14), (19)) в искусственно построенном поле (см. (11), (12)) конечного диаметра. Как видно из сравнений (7), (10), (19), ширина черенковского резонанса $\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_0$ для плоской волны заменяется на v_x/d в случае пучка конечного размера $2d$ вдоль оси x. Следовательно, в $(*)$ в этом случае следует заменить $1 - n(v_0/c)\cos\theta \to v_x/\omega d$ и формулы (14), (19) могут быть применимы в поле

$$\xi_x \ll \frac{1}{8\pi^2}\,\frac{v_0}{c}\,\frac{\mathcal{E}_0}{mc^2}\,\frac{\sin\theta}{n^2-1}\,\frac{\lambda^2}{d^2}$$

(λ — длина волны лазерного излучения, $\lambda/d \ll 1$). В [1] условие, при котором получены (14), (19), есть $|\Delta\mathcal{E}| \ll \mathcal{E}_0$; оно дает

$$\xi_x \ll \frac{1}{2\pi\sqrt{\pi}}\,\frac{\mathcal{E}_0}{mc^2}\,\frac{\lambda}{d}\,.$$

Сравнение этих условий показывает, что допустимые поля для величины $\Delta\mathcal{E}$ в статье [1] как минимум в d/λ раз ($d/\lambda \gg 1$) превышают дозволенные значения (для типичных черенковских параметров $n - 1 \sim 5\times10^{-4}$ для CO_2-газа,

Г.К. Аветисян. Ереванский государственный университет
(кафедра теоретической физики)
375049 Ереван, ул. А. Манукяна 1, Армения
Факс (3742) 151-087. E-mail:gayane@arminco.com

Статья поступила 25 ноября 1996 г.

$\mathcal{E}_0 \sim 100$ МэВ, $\theta \sim 6 \times 10^{-3}$ рад; см. [17]). Между тем, как утверждают авторы: "Величина $\Delta\mathcal{E}_0$ играет ключевую роль в теории взаимодействия свободных электронов с лазерным излучением и, как будет показано ниже, определяет характеристики всех процессов, в которых участвует электрон" (с. 1092).

2. Относительно поля (11), (12), в котором рассмотрены разные аспекты ВЧЭ, в разделах 2.2–2.9 статьи [1] отметим следующее.

а) Это поле приписывается "электромагнитной волне, распространяющейся вдоль оси z и имеющей конечную ширину вдоль оси x". Однако такое искусственно построенное поле представляет собой набор волн, распространяющихся в основном в противоположных направлениях относительно оси z, т.е. стоячую волну $A_x \sim f(x,z)\cos\omega t$.

б) Утверждается, что "фурье-образ векторного потенциала выбран таким образом, чтобы в плоскости $z=0$ амплитуда поля затухала с ростом координаты $|x|$ по гауссовой кривой с шириной $2d$". Однако в плоскости $z=0$ построенное поле тождественно равно нулю! Кроме того, как можно задавать вид поля в одной промежуточной точке области взаимодействия, когда z меняется от $-\infty$ до $+\infty$, т.е. нет никаких граничных условий (взаимодействие происходит в неограниченной среде, волна включается при $t=-\infty$ и выключается при $t=+\infty$)?

в) Считается, что дифракционная расходимость пучка мала: $\lambda/d \ll 1$, в результате чего пренебрегается z проекцией поля: $A_z = (-q_x/q_z)A_x \approx 0$, в то же время в фурье-компоненте поля искусственно вводится δ-функция, учитывающая, однако, точный закон дисперсии $q_x^2 + q_z^2 = n^2\omega^2/c^2$. То есть пренебрегается малой величиной первого порядка q_x/q_z (или λ/d), но в выражении для поля сохраняются малые величины второго порядка q_x^2/q_z^2 (или λ^2/d^2).

Таким образом, если расходимость пучка из-за поперечной ограниченности считается настолько малой, что волна предполагается распространяющейся вдоль оси z и пренебрегается z-проекцией поля, то в этом приближении q_z имеет определенное значение $q_z = n\omega/c$ и поле волны, ограниченной лишь вдоль оси x по гауссовой кривой с шириной $2d$, должно было быть описано векторным потенциалом

$$A_x = A_{0x}\exp\left(-\frac{x^2}{d^2}\right)\sin\left(n\frac{\omega}{c}\,z - \omega t\right),$$
$$A_y = A_{0y}\exp\left(-\frac{x^2}{d^2}\right)\cos\left(n\frac{\omega}{c}\,z - \omega t\right), \qquad (**)$$

а не формулами (11), (12) статьи [1]. Понятно, что в этом случае дисперсионное соотношение может выполняться лишь приближенно, с точностью малой величины $q_x^2/(n^2\omega^2/c^2) \sim \lambda^2/d^2 \ll 1$ ($(q_x)_{\max} \sim 1/d$). Тогда вместо формул (14)–(17) статьи [1] имеем

$$\Delta\mathcal{E} = 2\pi\sqrt{\pi}mc^2\frac{d}{\lambda}\xi_x\exp\left[-\frac{\omega^2 d^2}{4v_{0x}^2}\left(1 - n\frac{v_{0z}}{c}\right)^2\right]\times$$
$$\times\cos\left[n\frac{\omega}{c}z_0 + \frac{\omega}{v_{0x}}\left(1 - n\frac{v_{0z}}{c}\right)x_0\right].$$

Однако следует отметить, что и поле вида (**), ограниченное по оси x и бесконечное по y, не описывает реальное лазерное поле, которое, по крайней мере, должно иметь гауссов профиль в поперечном сечении пучка.

3. В поле лазерного излучения с реальным поперечным профилем подробное исследование задачи ВЧЭ на основе численного интегрирования точных уравнений движения по методу Монте-Карло проведено систематически в лаборатории Стэнфордского университета, начиная с 1975 г. В частности, из результатов по модуляции и группировке электронного пучка видно, что глубина классической группировки на второй, третьей гармониках лазерного излучения того же порядка, что и на первой гармонике [18]. Следовательно, классическая теория возмущений, на основе которой в [1] описана группировка пучка на первой гармонике, здесь не дает адекватного описания процесса группировки пучка клистронного типа. Это связано с тем, что малые изменения скорости электронов в области взаимодействия приводят к большим изменениям плотности и тока после взаимодействия в дрейфовом пространстве.

Что касается квантовой модуляции плотности вероятности электронов, то теория возмущений в этом случае применима, если $\Delta\mathcal{E} \ll \hbar\omega$, что противоположно условию, при котором справедливо классическое рассмотрение ($\Delta\mathcal{E} \gg \hbar\omega$). Задача о квантовой модуляции электронного пучка при ВЧЭ в поле плоской волны по теории возмущений была решена в [16], где показано, что глубина модуляции на N-й гармонике лазерного излучения определяется именно величиной отмеченного выше критического поля: $\Gamma_N \sim (\xi/\xi_{\rm cr})^N$. Не упоминая ни эту работу, ни работу [18] по классической модуляции и группировке электронного пучка, авторы [1] в разделах 2.3–2.4 излагают "классическую и квантовую теории модуляции пучка электронов" на первой гармонике.

После всего сказанного можно было не обсуждать результаты разделов 2.2–2.9, полученные в поле (11), (12), но именно здесь, независимо от вида выбранного поля, допущены такие неточности в расчетах и при определении классических и квантовых понятий, предельных переходах из квантовых формул в классические, учете спинового взаимодействия, которые привели не только к неправильному количественному описанию эффектов классической группировки (раздел 2.3), квантовой модуляции (разделы 2.4, 2.5), намагничивания (раздел 2.6) электронного пучка, классической и "квантовой" теорий черенковского клистрона (разделы 2.8, 2.9), но и к искажению физической природы этих явлений. Поэтому несколько подробно остановимся на разделах 2.2–2.9 и покажем основные ошибки, тем более что они повторяются в дальнейшем в случае монохроматической волны (разделы 2.11, 2.13).

а) Плотность пучка электронов, т.е. плотность вероятности электронов в квантовой теории, определяется как $\rho = \mathrm{i}\hbar\psi^*\partial\psi/\partial t +$ к.с.!! (см. (44)).

В результате такого нефизического определения плотности вероятности частиц в выражении для плотности ρ (44) появляется лишний член порядка $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$, что приводит к противоречивым физическим результатам. Этому члену придается смысл классической перегруппировки, "сохраняющейся затем в дрейфовом пространстве $x > d$" (с. 1095). И это в формуле для квантовой модуляции!

Следует специально отметить, что нарушение определения такого основного понятия, как плотность вероятности, связано с неправильным использованием авторами обсуждаемой статьи уравнения Клейна–Гордона (см. [14]) для электрона. Известно, что квадрированное уравнение Дирака во внешнем электромагнитном поле сводится к уравнению Клейна–Гордона с дополнительными членами, связанными со спиновым взаимодействием. При пренебрежении последними каждая компонента биспинорной волновой функции электрона ψ_D удовлетворяет уравнению Клейна–Гордона и $\rho = \psi_D^+\psi_D \to |\psi_k|^2$, где ψ_k — решение уравнения Клейна–Гордона. То есть при использовании уравнения Клейна–Гордона пренебрегается не спином электрона, как допускают авторы [1] (см., например, [21]), а спиновым взаимодействием как малой поправкой, в соответствии с чем $\rho = |\psi_k|^2$.

б) Из квантовых формул для однофотонного взаимодействия (46), (49) авторы [1] получают формулы якобы в классическом пределе, отождествляя последние с формулами классической теории (29), (30)! Следовало хотя бы учесть, что классическое рассмотрение справедливо при условии $\Delta\mathcal{E} \gg \hbar\omega$, являющимся ровно противоположным условию, при котором справедливо однофотонное описание $\Delta\mathcal{E} \ll \hbar\omega$. И как могут совпадать формулы, даже похожие на вид, когда входящая в них величина $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ имеет совершенно разный порядок в классическом и в квантовом случаях? В последнем (квантовом) случае она чрезвычайно мала: $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = (\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega)(\hbar\omega/\mathcal{E})$, где $\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega \ll 1$, $\hbar\omega/\mathcal{E} \ll 1$, и при одинаковой степени точности классической и квантовой теорий возмущений величина $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ в квантовом случае минимум в 10^7 раз меньше, чем в классическом ($\mathcal{E}/\hbar\omega > 10^7$ при ВЧЭ). В результате искажена суть как классической модуляции клистронного типа, так и квантовой модуляции плотности вероятности электронов. Цитируем заключение авторов: "В области $\Delta q_x x \ll 1$ эффект модуляции носит классический характер и выражение для плотности электронов (46) совпадает с (29). Так как в этом пределе второе слагаемое в (46) пропорционально x, то связанную с ним модуляцию можно назвать модуляцией клистронного типа. В области $\Delta q_x x \sim 1$ разница между амплитудами излучения и поглощения достигает максимума, и классическая модуляция трансформируется в квантовую с глубиной $2\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega$". Остается здесь только добавить, что квантовая модуляция является сугубо волновым свойством частицы, поэтому имеет место для одного электрона (суперпозиция парциальных волн электрона с разными энергиями и импульсами приводит к осцилляции плотности вероятности электрона). Именно благодаря этому свойству допустимо одночастичное рассмотрение задачи квантовой модуляции. Противоположно этому классическая модуляция или группировка имеет смысл лишь для пучка частиц.

в) Когда параметром теории возмущений является $\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega \ll 1$, то наряду с членами порядка $\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega$ в окончательных формулах (46), (49) фигурируют члены порядка $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = (\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega)(\hbar\omega/\mathcal{E})$, где $\hbar\omega/\mathcal{E}$ не только много меньше единицы, но и много меньше самого параметра возмущений. И этому члену придается смысл, цитированный в **3**а) настоящей заметки. В то же время после вывода этой формулы ((46), на с. 1095) дано разъяснение: "...слагаемые порядка $\hbar\omega/\mathcal{E}$ отбрасываются". Значит, отброшены члены порядка $\hbar\omega/\mathcal{E}$, но оставлены члены порядка $(\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega)(\hbar\omega/\mathcal{E})$ (см. (44))? Следует напомнить хотя бы об отброшенных членах порядка $(\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega)^2$ в ряде теории возмущений (см. [16]) в однофотонном приближении, которые существенно превосходят оставленные. Так, для ожидаемых глубин модуляции порядка 10 % (см. раздел 2.16 статьи [1]) отброшены члены порядка 10^{-2}, оставлен член порядка 10^8.

Таким образом, при пренебрежении спиновым взаимодействием в выражении для плотности вероятности электронов нет членов порядка $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$, даже при принятом авторами определении ρ. Такого типа члены $\propto 1/\mathcal{E}$ могут возникнуть из-за спинового взаимодействия, но их учет в первом порядке теории возмущений по параметру $\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega \ll 1$ неправилен по уже показанной выше причине, поскольку спиновое взаимодействие пропорционально тому же параметру $\hbar\omega/\mathcal{E} \ll 1$. Но даже при правильном учете его излучение, связанное с магнитным моментом электрона, настолько мало, что никакого влияния практически не может оказать ни на черенковское излучение, ни на модуляцию пучка и т.п., так что можно было не углублять анализ результатов, содержащих спиновое взаимодействие в линейной теории, в первом порядке теории возмущений. Однако новым в обсуждаемом обзоре являются именно спиновые эффекты в вынужденном черенковском процессе, претендующие на экспериментальное наблюдение (см. раздел 2.16!). В связи с этим считаем необходимым несколько подробно остановиться на анализе количественного описания спинового взаимодействия в статье [1], основанного на работах [2–4, 7].

Ограничиваясь линейным по полю приближением, авторы [1] ни в классической теории, ни в квантовой не учли условия допустимости такого приближения, отбрасывая с самого начала члены $\propto A^2$. Поэтому кроме вышеуказанных условий имеется еще условие, ограничивающее снизу черенковский угол: $\sin\theta \gg eA/\mathcal{E}$. Это — в классическом случае, или при квантовом рассмотрении, когда пренебрегается спиновым взаимодействием и решается уравнение Клейна–Гордона. Если же учесть в первом порядке также спиновое взаимодействие, то к этим условиям добавится условие $eA \ll \hbar\omega\sqrt{n^2-1}$. Для этого нужно исходить из уравнения Дирака, приведенного к такому виду, где разделены компоненты биспинора и выделено спиновое взаимодействие. Далее при правильном определении параметра теории возмущений и корректном учете величин одного порядка малости получаются результаты (в поле квазимонохроматического лазерного излучения), согласно которым амплитуда вероятности черенковского поглощения-излучения уменьшается в $(\hbar\omega/\mathcal{E})\sqrt{n^2-1}$ раз, практически зануляя рассмотренные эффекты. При этом на величину черенковского угла автоматически накладывается условие $\sin\theta \sim (\hbar\omega/\mathcal{E})\sqrt{n^2-1}$, что делает вообще беспредметным рассмотрение этих задач (усиление волны, модуляция пучка и т.д.).

Однако после решения уравнения Клейна–Гордона авторы [1] решают уравнение Дирака, затем уравнение Паули "для выделения спинового вклада" и делают ровно противоположное заключение, что члены порядка $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ связаны не со спиновым взаимодействием, а с "орбитальным движением" (с. 1096). Авторам оставалось решить уравнение Шрёдингера, чтобы убедиться в отсутствии таких членов в выражении для плотности вероятности электронов $|\psi|^2$. Причиной такого заключения являются ошибки, допущенные при выделении спинового взаимодействия и предельном переходе из уравнения Дирака и Паули к случаю "отсутствия" спинового взаимодействия. Определяя начальное состояние электрона поляризационной матрицей, авторы [1] считают, что при $a^\mu = 0$ (a^μ — четырехмерный вектор поляризации электрона) спиновое взаимодействие исчезает и выражения для плотности вероятности и тока пучка (62), (63) совпадают с аналогичными выражениями (46), (49), полученными с волновой функцией Клейна–Гордона. Отметим, что $a^\mu = 0$ означает не отсутствие спинового взаимодействия, а отсутствие поляризации пучка.

Что касается вывода авторов при определении вклада магнитного момента электрона в эффект модуляции пучка, основанного на факте сокращения постоянной Планка в спиновой части взаимодействия ($\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega \sim \mu H/\hbar\omega$; $\mu = e\hbar/2mc$), то приведем один абзац из статьи [1], наилучшим образом раскрывающий развитую в [2–4, 19–21] и обобщенную в [1] идеологию авторов. Это классическая интерпретация квантовых формул, когда $\hbar$ сокращается (при этом как раз сохраняя вклад квантовой отдачи), или переход к классическому пределу с помощью $\hbar \to 0$ в выражениях, полученных при условии $\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega \ll 1$, или получение классической группировки из формул однофотонного взаимодействия. Цитируем: "Так как в случае спинового взаимодействия величина $\Delta\mathcal{E} \sim \mu H$ (где $\mu = e\hbar/2mc$ — магнитный момент электрона, а H — напряженность магнитного поля), то амплитуда слагаемых, ответственных за модуляцию клистронного типа, носит чисто классический характер. Интересно отметить, что постоянная $\hbar$ входит только в асимметричную часть отдачи и на расстояниях $x \sim x_1$ не влияет на эффект" (с. 1095). Остается добавить, что, по определению авторов, x_1 — как раз то расстояние (чисто квантовое)

$$x_1 = \frac{1}{\Delta q_x} = \frac{\lambda}{\pi}\frac{\mathcal{E}}{\hbar\omega}\frac{v_x/c}{n^2-1}\,,$$

на котором "классическая модуляция трансформируется в квантовую с глубиной $2\Delta\mathcal{E}/\hbar\omega$" (с. 1095).

4. В разделах 2.11, 2.12 обсуждена возможность создания спинового лазера в направлении движения электронов. Формально решая уравнение самосогласованного поля для произвольной частоты ω, авторы получили отличный от нуля коэффициент линейного черенковского усиления под углом $\theta = 0$ благодаря спину электрона: "...в спиновом лазере электроны и усиливаемая волна движутся в одном направлении почти с одной и той же скоростью. Поэтому их взаимодействие может быть довольно продолжительным и привести к наблюдаемому эффекту" (с. 1107).

Такой результат находится в противоречии с эффектом Вавилова – Черенкова, поскольку вероятность вынужденного излучения в линейном приближении пропорциональна интенсивности спонтанного излучения, а интенсивность черенковского излучения под углом $\theta = 0$ равна нулю. Поэтому вопрос сводится к спонтанному излучению магнитного момента (спин) электрона в направлении своего движения в черенковском процессе. Однако, как известно, черенковское излучение магнитного диполя не обладает никакой квантовой спецификой (см., например, [23], с. 145 – 146 об учете спина электрона и черенковском излучении магнитного диполя). Известно также, что при этом происходит спин-флип в направлении движения электрона ($\theta = 0$), из-за чего матричный элемент перехода оказывается отличным от нуля [22], но интенсивность излучения на пороге процесса ($\theta = 0$), как и следовало, равна нулю и затем плавно нарастает (отличие матричного элемента от нуля еще не достаточно для формирования реального излучения, необходимо также существование конечного фазового объема) [23].

Рассуждения авторов основываются на том, что при учете квантовой отдачи закон сохранения для черенковского излучения допускает частоту $\omega \neq 0$ под углом $\theta = 0$ (при отсутствии дисперсии). Однако, как следует из черенковского условия с учетом квантовой отдачи, а также, в общем случае, и дисперсии среды $n = n(\omega)$, частоты, соответствующие углу $\theta = 0$, являются граничными частотами (при плавном нарастании скорости электрона первая новая частота, возникающая на границе спектра, соответствует углу $\theta = 0$), на которых не может формироваться какое-либо излучение (строгое неравенство в пределе интегрирования по ω в формуле для интенсивности черенковского излучения соответствует этому; см., например, [24]). Следовательно, коэффициенты усиления (169), (175), полученные в [1] (см. также [7]), должны были быть равными нулю независимо от поляризации электронного пучка.

С другой стороны, при $\theta = 0$ ($\mathbf{pA} = 0$) нарушено приведенное в **3**в) условие $\sin\theta \gg eA/\mathcal{E}$ применимости линейной теории. В этом случае, как показывает точное решение уравнения Дирака для электрона в поле циркулярно поляризованной волны в среде [32] (случай, рассмотренный в [1]), состояние электрона представляет собой суперпозицию четырех волн с разными энергиями-импульсами (четыре решения). При вычислении коэффициента усиления "спинового лазера" авторы использовали неполную волновую функцию электрона в поле: два решения ((173) статьи [1]), следующие из уравнения Дирака по теории возмущений, в этом случае не описывают истинное состояние электрона, которое в действительности является суперпозицией четырех парциальных волн [32]. Сказанное в равной степени относится к "спиновым и поляризационным эффектам в черенковском лазере" (разделы 2.5, 2.6, 2.11, 2.13), поскольку они получены по таким же волновым функциям (появление этих эффектов означало бы, как и в "спиновом лазере", что интенсивность черенковского излучения отлична от нуля на пороге процесса: $\theta = 0$). Так, результаты по квантовой модуляции (раздел 2.5) и намагничиванию пучка электронов (раздел 2.6) получены по волновой функции (56) в поле вида (11) и (53), а результаты по квантовой теории черенковского лазера (раздел 2.11) и вращению плоскости поляризации (раздел 2.13) — по волновой функции (156) (ср. с (173)). Поэтому результаты статьи [1], которые содержат спиновое взаимодействие, являются ошибочными.

К обсуждению результатов ВЧЭ в постоянном магнитном поле (раздел 2.14) мы вернемся в связи с обсуждением роли сильного продольного магнитного поля в вынужденном черенковском процессе, имеющей один и тот же характер и для обычного, и для поверхностного черенковского эффекта (раздел 3).

5. В разделе 3 рассмотрен вынужденный поверхностный черенковский эффект (ВПЧЭ). Новая концепция авторов [1] по ВПЧЭ, лежащая в основе работ [9 – 14], следующая. При движении электронного пучка в вакууме над диэлектрической средой вынужденные эффекты отсутствуют: "глубина модуляции клистронного типа, перенаселенность пучка электронов и коэффициент усиления черенковского лазера и черенковского клистрона равны нулю" (с. 1114). Физическим обоснованием этой концепции являются законы сохранения, полученные из ошибочной волновой функции — она экспоненциально зависит от координаты x и коэффициент при этой координате входит в аргумент δ-функции, т.е. в закон сохранения, как перпендикулярная к поверхности волновода компонента импульса фотона $\hbar k_x$. И она — мнимая величина $\mathrm{i}\hbar q_x$! В результате в законах сохранения (см. (236), (237), (244)) x-компонента импульса электрона становится мнимой. Полученный в работах [9 – 14] закон сохранения для этой компоненты импульса приводит к исчезновению квантовой отдачи при излучении или поглощении фотона при ВПЧЭ (см. (235)), что авторы считают "своеобразным вырождением, которое можно снять различными способами: 1) поместить волновод в газовую среду; 2) направить вдоль волновода постоянное магнитное поле; 3) рассмотреть усиление на частицах, скорость которых лежит вне черенковского конуса" (с. 1114). Иными словами, для протекания ВПЧЭ требуется дополнительное четвертое тело, чтобы обеспечить "асимметрию" в законах сохранения поглощения и излучения фотона электроном.

Однако известно [25, 26], что основным отличием задачи с границей раздела от задачи с безграничной средой является нарушение закона сохранения x-компоненты импульса электрона. При этом из закона сохранения для энергии и z-компоненты импульса следует, что при поглощении (излучении) фотона электрон приобретает x-компоненту импульса p_x:

$$p_x^2 = \pm 2\frac{\mathcal{E}_0}{c^2}\,\hbar(\omega - k_z v_{z0}) - \hbar^2 q_x^2\,, \quad q_x^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} > 0\,.$$

Отсюда видно, что поглощение фотона при ВПЧЭ возможно, когда

$$\omega - k_z v_{z0} \geqslant \frac{\hbar c^2 q_x^2}{2\mathcal{E}_0}\,,$$

а излучение — при условии

$$\omega - k_z v_{z0} \leqslant -\frac{\hbar c^2 q_x^2}{2\mathcal{E}_0} ,$$

т.е. условия для поглощения и излучения при ВПЧЭ отличаются на величину квантовой отдачи и нет никакого "своеобразного вырождения". С этой точки зрения ВПЧЭ не отличается от ВЧЭ.

6. При правильном решении классических задач усиления в процессе ВПЧЭ должны были быть получены отличные от нуля коэффициенты усиления без дополнительного четвертого тела, что послужило бы сигналом об ошибочности развитой концепции и квантовых результатов. Причины же обращения в нуль классических коэффициентов усиления в работах авторов [1, 9–14] являются результатом следующего.

а) При рассмотрении задачи ВПЧЭ, когда пучок электронов движется над волноводом, в качестве начальной выбрана однородная во всем пространстве функция распределения электронов. Вследствие этого не учитывается изменение плотности пучка ρ_1, обусловленное пространственной неоднородностью начальной плотности $\rho_0(x)$ в перпендикулярном направлении к поверхности волновода:

$$\rho_1 \left[(\omega - k_z v_{z0}) \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_0(x)\, v_{1x} \right) \right]^{-1} .$$

Последнее приводит к члену, пропорциональному перенаселенности $\partial f_0 / \partial \mathbf{p}$ в выражении для коэффициента усиления и играет основную роль в процессе усиления слабой волны при ВПЧЭ.

б) Допущены ошибки при вычислении полюсов в выражении для коэффициента усиления. Так, коэффициент усиления для плоского волновода при отсутствии газовой среды ($\varepsilon_1 = 1$) не обращается в нуль и без учета членов, указанных в **6**а), если правильно вычислить вклад черенковских полюсов в выражении (287) обзорной статьи [1]. Это видно даже из формулы (295) статьи [1] для коэффициента усиления на конечном участке волновода L. При $L \to \infty$ множитель

$$L\alpha \, \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\alpha} \, \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2}$$

в этой формуле переходит в $\omega' \, \mathrm{d}\delta(\omega')/\,\mathrm{d}\omega'$ (с точностью до коэффициента, $\omega' = \omega - k_z v_{z0}$) и после усреднения по начальной функции распределения электронов коэффициент усиления становится пропорциональным $f_0(\mathbf{p})$, т.е. отличен от нуля.

Таким образом, допущенные ошибки систематизируются и обобщаются на весь класс задач по ВПЧЭ, констатируя необходимость дополнительного четвертого тела для протекания как динамических эффектов (модуляция и т.п.), так и процессов усиления излучения.

7. Проблема черенковского лазера всесторонне была исследована как теоретически, так и экспериментально в известных работах Уолша, результаты которых изложены во многих обзорах еще в конце 70-х — начале 80-х гг. (см., например, [27]). Эти исследования начались с изучения вынужденного черенковского излучения в неограниченной газовой среде и были вычислены коэффициенты линейного усиления в различных режимах (см., например, [28]). При этом на процесс усиления одновременно сказываются два негативных фактора — влияние углового разброса электронного пучка и побочные эффекты многократного рассеяния, а также ионизационных потерь частиц в среде. Для устранения первого было приложено сильное магнитное поле и вычислены коэффициенты усиления черенковского лазера одномерным сильно замагниченным электронным пучком как в режиме гидродинамической неустойчивости (холодный пучок), так и в режиме кинетической неустойчивости (горячий пучок). Во избежании негативных влияний среды была предложена схема вынужденного поверхностного черенковского излучения (ВПЧЭ) и вычислены коэффициенты усиления черенковского лазера в режиме полного внутреннего отражения для волноводов разных геометрий (учитывалась также конечность длины волновода [29]). После этих работ в статьях [8–13], результаты которых изложены в обсуждаемом обзоре [1], решаются эти же задачи в линейном же режиме, в таких же постановках, и в лучшем случае получаются результаты Уолша (на пути получения окончательных формул допущены многие неточности, неправильные и излишние предположения). Однако и после этого в [1] заключается: "Основное отличие работ Уолша от наших связано с тем, что в них не учитывается угловой разброс пучка частиц. Для обоснования такой модели Уолш предполагает, что вдоль пучка электронов направлено бесконечно большое магнитное поле. Очевидно, однако, что магнитное поле не устраняет углового разброса пучка электронов" (с. 1110). Между тем и формулы самих авторов (205), (309), совпадающие с аналогичными формулами Уолша, не зависят от углового разброса, что устранено именно сильным магнитным полем. Требуемая для этого величина магнитного поля определяется угловым разбросом пучка: $\Omega \gg k_\perp v_\perp$ ($\Omega = ecH_0/\mathcal{E}$ — циклотронная частота). При выполнении этого условия магнитное поле замораживает поперечные степени свободы, т.е. поступательное движение электронов в поперечном направлении, из-за чего и выпадает эта компонента скорости из условия черенковского резонанса ($\omega - \mathbf{kv} \to \omega - k_z v_z$). Написанное условие имеет простой физический смысл: ларморов радиус вращения электрона $R = v_\perp/\Omega$ должен быть много меньше характеристических размеров изменения поля волны в направлении, перпендикулярном к магнитному полю $1/k_\perp$, чтобы не нарушался фазовый синхронизм черенковского процесса (негативное влияние углового разброса пучка заключалось именно в нарушении фазового синхронизма, что и устраняет сильное магнитное поле, замораживая перемещение электронов в поперечном направлении). Отметим, что для полного исключения циклотронных резонансов, о которых будет сказано ниже, с точки зрения математической строгости необходимо условие $\Omega \gg \max\{k_\perp v_\perp, k_z \Delta v_z\}$ ($k_z \Delta v_z$ — ширина черенковского резонанса, и в реальных случаях условие, фактически, остается прежним). Таким образом, задача становится одномерной, и как магнитное поле ("бесконечно сильное"), так и поперечную составляющую электрического поля слабой волны (линейная теория) можно не включать в уравнения, что и было сделано Уолшем.

Покажем теперь, как решаются задачи черенковского и поверхностного черенковского усиления в присутствии магнитного поля в обзорной статье [1]. Основываясь на работах [8–13], авторы предполагают, что магнитное поле принимает произвольное значение (при этом рассматривают черенковское усиление!). Известно [30, 31], что возмущенная функция распределения f_1 (см. также (194)) представляет собой ряд, N-й член которого соответствует циклотронному резонансу на N-й гармонике ($N = \pm 1, \pm 2 \ldots$), а нулевая гармоника соответствует черенковскому резонансу. Авторы без каких-либо условий оставили лишь нулевую гармонику в этом ряде. Приведенное выше условие необходимо именно для пренебрежения остальными членами ряда; при этом в выражении для возмущенной функции распределения электронов, а следовательно, и коэффициента усиления автоматически выпала бы зависимость от напряженности магнитного поля. Вместо этого авторами [1] получены другие ошибочные условия, ограничивающие область импульсов электронов, для которых справедливы коэффициенты усиления замагниченными пучками как при ВЧЭ, так и при ВПЧЭ, т.е. результаты, полученные Уолшем. В действительности нет никаких других условий, кроме того, что соответствует результатам Уолша.

Что касается задачи усиления в цилиндрическом волноводе, рассмотренной в разделе 3.6, то ошибочность окончательного результата (320), (327) очевидна (даже не сравнивая его с формулой Уолша), поскольку это выражение не пропорционально интенсивности спонтанного черенковского излучения (фактору $\sin^2\theta = 1 - c^2/n^2 v_0^2$) и выражение (327) вообще неправильно. Кстати, после рассмотрения плоского волновода решать задачу для цилиндрического не следовало, поскольку, как известно, при условии (326) цилиндрический волновод эквивалентен плоскому с двойной толщиной (в выражении (309) для плоского волновода следовало бы поставить $a = (d-b)/2$, и авторы избежали бы неправильной формулы (327)). Формула (327) приведена в статьях [11, 12] как окончательный результат. В обсуждаемом обзоре после получения окончательной формулы (327) дальше приводится формула (329), где коэффициент усиления уже пропорционален интенсивности спонтанного черенковского излучения (но и здесь он оказывается в два раза меньше, чем для плоского волновода?). Однако каким образом? В окончательной формуле, которая получена в определенном приближении, вдруг возникает необходимость: "Приведем также выражение для G в случае, когда удерживаются и вторые слагаемые" (с. 1122).

Далее, как было отмечено в **6**а) настоящей заметки, начальная функция распределения электронов при ВПЧЭ является пространственно неоднородной, вследствие чего возникает дополнительное изменение плотности и тока электронов в процессе усиления, что также не учтено в работах [1, 9–13]. Последние исчезают только в пределе сильных магнитных полей из-за замораживания поперечного движения электронов. Поэтому кроме формулы (309) для плоского волновода, совпадающей с результатом Уолша (с точностью коэффициента $c^2/n^2 v_0^2$ при втором слагаемом в фигурных скобках выражения (309)), остальные результаты раздела 3 по ВПЧЭ ошибочны. Интересен, однако, вывод авторов относительно этих результатов: "Возможность усиления электромагнитного излучения в плоском и цилиндрическом волноводах рассматривалась также в ряде работ Уолша с соавторами... Отлична от наших работ и роль магнитного поля. У Уолша оно играет роль ведущего поля, у нас оно введено для создания асимметрии в процессе излучения и поглощения фотона электроном, т.е. для создания механизма усиления. Отметим, что, строго говоря, напряженность магнитного поля как параметр не входит в исходные уравнения, рассматриваемые Уолшем: он просто постулирует, что одномерность пучка электронов эквивалентна очень сильному магнитному полю. Поэтому результаты, полученные на основе этой модели, носят, скорее, качественный характер" (с. 1122).

Мы остановились здесь только на принципиальных ошибках, допущенных в [1], которые могут ввести в заблуждение читателя. Более подробное обсуждение вопросов, изложенных в [1], в пределах настоящей заметки невозможно. Читатель может сам установить истинное положение дел, ознакомившись с [1] и с цитированными нами работами.

Список литературы

1. Арутюнян В М, Оганесян С Г *УФН* **164** 1089 (1994)
2. Оганесян С Г, Саргсян Н А *Изв. АН Арм. ССР Сер. Физ.* **25** 201 (1990)
3. Оганесян С Г, Саргсян Н А *Изв. АН Арм. ССР Сер. Физ.* **23** 112 (1988)
4. Oganesyan S G, Abadjyan S V *Opt. Commun.* **73** 380 (1989)
5. Оганесян С Г, Саргсян Н А *ЖТФ* **59** 138 (1989)
6. Оганесян С Г, Абаджян С В *Изв. АН Арм. ССР Сер. Физ.* **22** 133 (1987)
7. Oganesyan S G, Sargsyan N H *Phys. Lett. A* **140** 249 (1989)
8. Оганесян С Г, Саргсян Н А *ЖТФ* **61** 205 (1991)
9. Оганесян С Г *Квант. электрон.* **12** 1058 (1985)
10. Оганесян С Г, Саргсян Н А *Квант. электрон.* **16** 2183 (1989)
11. Oganesyan S G, Abadjyan S V *Opt. Commun.* **75** 197 (1990)
12. Оганесян С Г, Абаджян С В *ЖТФ* **60** 187 (1990)
13. Оганесян С Г, Саргсян Н А *Опт. спектр.* **69** 1157 (1990)
14. Оганесян С Г Диссертация... докт. физ.-мат. наук (Ереван, 1992)
15. Арутюнян В М, Аветисян Г К *Квант. электрон.* **7** 54 (1972)
16. Avetissian H K *Phys. Lett. A* **63** 9 (1977)
17. Piestrup M A et al. *J. Appl. Phys.* **46** 132 (1975)
18. Chen C K, Sheppard J C, Piestrup M A, Pantell R H *J. Appl. Phys.* **49** 41 (1978)
19. Оганесян С Г, Енгибарян В А *Опт. спектр.* **54** 377 (1983)
20. Оганесян С Г, Енгибарян В А *ЖТФ* **54** 1472 (1984)
21. Арутюнян В М, Оганесян С Г *Изв. АН Арм. ССР Сер. Физ.* **22** 320 (1987)
22. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **10** 589 (1940)
23. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика* (М.: Наука, 1987)
24. Болотовский Б М *УФН* **112** 201 (1957)
25. Гарибян Г М *ЖЭТФ* **39** 1630 (1960)
26. Батыгин В В, Кузьменко Н К *ЖЭТФ* **68** 881 (1975)
27. Walsh J E *Adv. Electron. Electron. Phys.* **58** 271 (1982)
28. Walsh J E *Phys. Quantum Electron.* **7** 357 (1978)
29. Walsh J E, Murphy J B IEEE *J. Quantum Electron.* **QE-18** 1259 (1982)
30. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
31. Александров А Ф, Богданкевич Л С, Рухадзе А А *Основы электродинамики плазмы* (М.: Наука, 1978)
32. Оганесян С Г, Аветисян Г К *Изв. АН Арм. ССР. Сер. Физ.* **8** 19 (1975)

On the stimulated Cherenkov effect

G.K. Avetisyan

Department of Theoretical Physics, Erevan State University
ul. Manukyana 1, 375049 Erevan, Armenia
Fax: (3742) 151-087. E-mail:gayane@arminco.com

The authors of Ref. [1] came to wrong conclusions when extending the results of Refs [2–14] on the stimulated one-photon Cherenkov effect and the linear electromagnetic wave amplification, whether for an infinite medium or for the surface Cherenkov radiation in dielectric guides.

PACS number: 41.60.Bq
Bibliography — 32 references

Received 26 November 1996