09; 10

НЕЛИНЕЙНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБМЕНА ЭНЕРГИЕЙ МЕЖДУ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПРОЛЕТНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ПУЧКА И E-ВОЛНАМИ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ДОППЛЕРОВСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А. Г. Бонч-Осмоловский, К. А. Решетникова

Рассмотрен процесс обмена энергией между электронами сильноточного релятивистского пучка и E-волнами, фазовая скорость которых меньше скорости света в вакууме c и не равна скорости электронов. Показано, что при возрастании амплитуды волны и нелинейных эффектов в процессе резонансного допплеровского взаимодействия (РДВ) пучка с волнами для попутных волн (медленной и быстрой) происходит изменение характера волн (медленная волна, например, может стать волной с положительной энергией). Для встречной волны, фазовая скорость которой направлена навстречу скорости электронов пучка, нелинейные процессы усиливают торможение пучка (кинетическая энергия пучка уменьшается); при этом для сильноточного пучка ($J_e \geqslant 10$ kA) передаваемая полю мощность может достигать 10^3 МВт и выше.

Кратко обсуждаются перспективы использования РДВ для генерации СВЧ излучения и для разработки эффективного метода ускорения положительно заряженных частиц, в том числе и до сверхвысоких энергий.

Введение

При определенных резонансных условиях взаимодействие сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) с E-волной [1-6] приводит к росту электрического поля продольной электромагнитной волны (на линейной стадии пропорционально времени или расстоянию взаимодействия [4]) и, следовательно, к росту модуляции плотности РЭП. По мере нарастания этих величин возникают нелинейные явления, которые в конечном счете ограничивают развитие процесса роста поля волны, названного нами резонансным допплеровским взаимодействием (РДВ) пучка и волны [4-6]. Принципиальный интерес в этом процессе представляют характер обмена энергией пролетных электронов с E-волной (скорость электронов и фазовая скорость волны не равны друг другу), изменение энергии направленного движения электронов пучка, а также баланс энергии РДВ с учетом работы внешнего источника электромагнитного поля, т. е. источника начальной, или «затравочной», E-волны.

Рассмотрению этих вопросов с учетом нелинейности процесса РДВ, т. е. при достаточно больших полях, посвящена настоящая работа.

Основные соотношения теории резонансного допплеровского взаимодействия

В основу рассмотрения положим гидродинамическую модель описания пучка и РДВ [4-6].

Изучается взаимодействие однородного, моноэнергетического и замагниченного электронного пучка с начальными плотностью n_0 и скоростью v_0 в по ложительном направлении оси z, релятивистским фактором $\gamma_0=(1-v_0^2/c^2)^{-1/2}$ с продольной квазимонохроматической волной (E-волной) вида

$$E_z=|E(r)|e^{-i(\omega t-kz)}. \tag{1}$$

Амплитуда E-волны $|E(r)|$ может слабо зависеть от времени, т. е. по крайней мере так, что на периоде волны $2\pi/\omega$ она меняется мало. В дальнейшем будем рассматривать РДВ на стадии, когда фазовую скорость волны (1) $v=\omega/k$ можно также считать лишь медленно меняющейся функцией времени (или расстояния) по некоторому заранее заданному закону.

Направление фазовой скорости $\mathbf{v}$ волны в общем случае считаем произвольным, т. е. могут быть $v\equiv v_z>0$, $k>0$ — попутная волна, распространяющаяся по направлению движения электронов пучка, и $v=v_z<0$, $k<0$ — встречная волна, распространяющаяся против движения пучка.

Введем единую переменную — фазу или эйконал

$$\psi=-\omega t+kz \tag{2}$$

и потенциальную функцию поля $\varphi(r,\psi)$, связанную со скалярным Φ и векторным $A=A_z$ потенциалами соотношением

$$\varphi=\frac{e\gamma}{mc^2}(\Phi-\beta A). \tag{3}$$

Здесь $\beta=v/c$, $\gamma=(1-v^2/c^2)^{-1/2}$; e, m — заряд и масса покоя электрона. Продольное электрическое поле волны и функции $\varphi(r,\psi)$ связаны так:

$$E_z=-\frac{mc^2k}{e\gamma}\frac{\partial\varphi}{\partial\psi}. \tag{4}$$

Теперь поставим основное условие, которое характеризует рассматриваемую стадию РДВ: это — стадия слабой нелинейности, когда в результате установления квазистационарного нелинейного режима [6] (см. далее) максимальное значение поля волны $\varphi_{\text{макс}}$ мало́ по сравнению с потенциалом захвата $\varphi_з$ электронов полем волны, например

$$\varphi_{\text{макс}}\leqslant 0.5\varphi_з=0.5(\gamma_0'-1), \tag{5}$$

где γ_0' — релятивистский фактор электронов в системе покоя волны.

Смысл этого важного для дальнейшего условия двоякий. Во-первых, физический: соответствующий выбор параметров пучка, волны и волновода (например, начального значения поля волны) позволяет при выполнении (5) «держать» процесс резонансного допплеровского взаимодействия на гидродинамической, слабонелинейной стадии, при которой малы изменения фазовой скорости волны, энергии электронов, слаба генерация дополнительных гармоник поля, процесс РДВ развивается быстро, близко к линейной стадии. Во-вторых, математический: условие (5) позволяет применять в анализе ряда эффектов метод слабой нелинейности, например асимптотический метод Крылова—Боголюбова. При этом в ряде случаев условие необходимо использовать в усиленной форме (например, $|\varphi_м|\simeq(0.1-0.3)\varphi_з$).

В связи с соотношением (4) из уравнений движения электронов в гидродинамическом приближении следует интеграл движения

$$\gamma_e'+\varphi=\text{const}=\gamma_0'. \tag{6}$$

Здесь γ_0' — значение релятивистского фактора электронов в области, где $\varphi\simeq 0$; γ_e' — текущее значение релятивистского фактора электронов.

Обе величины взяты в системе отсчета, движущейся с фазовой скоростью волны (система покоя волны (СПВ)),

$$\gamma_0'=\gamma\gamma_0(1-\beta\beta_0),\ \gamma_e'=\gamma\gamma_e(1-\beta\beta_e). \tag{7}$$

Теперь ясно, что потенциал захвата $\varphi_з$ (когда $\gamma_e'=1$) равен $\varphi_з=\gamma_0'-1$. Опуская промежуточные выкладки, выпишем основное нелинейное уравнение для эволюции функции $\varphi(r, \psi)$, которое следует из уравнений Даламбера для потенциалов $\Phi(r, \psi)$ и $A(r, \psi)$,

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\psi^2} + \frac{1}{\varkappa^2}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right) = q - q\beta_0' \frac{\gamma_0' - \varphi}{\sqrt{(\gamma_0' - \varphi)^2 - 1}} + \varphi_{\text{вн}},$$

$$\varkappa^2 = \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad q = \frac{\omega_{\text{л}}^2}{\omega^2}\beta^2\gamma^2\gamma_0', \quad \varphi_{\text{вн}} = \frac{4\pi e\gamma^3\beta^3}{mc\omega^2} j_{\text{вн}}, \tag{8}$$

$j_{\text{вн}}$ — плотность тока источника, создающего начальную E-волну в структуре (без пучка).

В линейном приближении

$$\varphi \ll \gamma_0' - 1 \tag{9}$$

справедлива линейная теория взаимодействия пучка и E-волны [4], когда существует резонанс [1]

$$\gamma_0^2(\omega - kv_0)^2 = \frac{\omega_{\text{л}}^2}{s^2}, \tag{10}$$

где фактор «редукции» ленгмюровской частоты

$$s^2 = 1 \pm k_\perp^2/\varkappa^2, \tag{11}$$

$k_\perp$ — радиальное волновое число, величины $k_\perp$ и s должны определяться из конкретной граничной задачи для данного типа замедляющей волну структуры.

Предполагается при этом, что в аксиально-симметричной задаче поле φ меняется по радиусу $\sim J_0(k_\perp r)$ или $I_0(k_\perp r)$. Эквивалентная форма резонансного условия (10)

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_{\text{л}}^2}{\gamma_0^2(\omega - kv_0)^2 s^2} = 0, \tag{10'}$$

это обычное условие существования продольных волн в структуре с пучком, $\varepsilon(k, \omega)$ — диэлектрическая проницаемость пучка с окружением.

Как показано в [4], при резонансе (10) поле в структуре с пучком растет линейно со временем или расстоянием взаимодействия с «инкрементом»

$$\Gamma = \frac{1}{|E_{\text{н}}|}\frac{\partial |E|}{\partial z} = \frac{ks^2}{2}, \tag{12}$$

$E_{\text{н}}$ — поле начальной волны.

Важно отметить, что поле всегда растет в направлении распространения волны, т. е., например, в случае встречной волны рост поля φ происходит навстречу движению электронов пучка. В [4-6] рассмотрены нелинейные эффекты по мере роста поля и приближения его к потенциалу захвата. Наиболее существенные результаты связаны с уменьшением темпа роста поля и установлением еще до захвата нелинейного квазистационарного режима, при котором происходят несимметричные колебания огибающей поля волны $\varphi^+_{\text{макс}} < \gamma_0' - 1$ (несимметрия сразу видна из структуры нелинейного члена в уравнении (8)).

Перейдем к рассмотрению вопросов энергетики резонансного допплеровского взаимодействия.

Изменение кинетической энергии электронов пучка

Вначале рассмотрим изменение релятивистского фактора γ_e (кинетической энергии) одиночного электрона пучка. Обратное преобразование энергии-импульса дает для лабораторной системы отсчета

$$\gamma_e = \gamma\gamma_e'(1 + \beta\beta_e'). \tag{13}$$

[1] Смысл резонансного условия прост: частота E-волны, сдвинутая за счет допплер-эффекта для движущихся электронов, равна ленгмюровской частоте электронов пучка с окружением (поэтому и появился фактор редукции s частоты $\omega_{\text{л}}$).

Составим разность

$$\gamma_e-\gamma_0=\gamma(\gamma'_e-\gamma'_0)+\beta\gamma(\beta'_e\gamma'_e-\beta'_0\gamma'_0).$$

Используя интеграл движения (6), можем написать

$$\Delta\gamma_e=-\gamma\varphi+\gamma\beta\left[\sqrt{(\gamma'_0-\varphi)^2-1}-\sqrt{\gamma_0^2-1}\right]. \qquad (14)$$

В слабонелинейном приближении (5) можно приближенно разложить корень в (14) по степеням φ/γ'_0-1, тогда с точностью до членов $\sim\varphi^2$ имеем:

$$\Delta\gamma_e\simeq-\frac{\beta_0}{\beta_0-\beta}\frac{\varphi}{\gamma}-\frac{\beta\varphi^2}{2\gamma_0^3\gamma^2(\beta_0-\beta)^3}. \qquad (15)$$

Эту величину мы будем называть полевой добавкой к кинетической энергии электронов.

Важное значение имеет изменение кинетической энергии пучка как целого. Для этого вычислим работу поля φ над пучком

$$P=\int \mathbf{jE}dV=e\int n_e v_e E dV. \qquad (16)$$

Эта величина дает суммарное изменение кинетической энергии электронов в объеме V в единицу времени, для вычисления ее положим, что пучок однороден в поперечной плоскости r и обозначим его радиус a, при этом считаем, что $k_\perp a\ll 1$. Интеграл уравнения непрерывности равен

$$n_e(\beta_e-\beta)=n_0(\beta_0-\beta). \qquad (17)$$

Используя (4) и (17), для P получаем

$$P=-\frac{\pi a^2 n_0 mc^2 k}{\gamma}(\beta_0-\beta)\int_0^z\frac{v_e}{\beta_e-\beta}\frac{d\varphi}{d\psi}dz.$$

Заменяя здесь dz через $d\psi$

$$d\psi=kdz\frac{\beta_e-\beta}{\beta_e}$$

и переходя от β_e к β'_e с помощью преобразования скорости

$$\beta_e=\beta+\beta'_e/1+\beta\beta'_e,$$

окончательно пишем

$$P=\pm mc^2 n_0\pi a^2\gamma^3(v_0-v)\int_{\varphi_н}^{\varphi}\frac{(\beta'_e+\beta)^2}{\beta'^2_e}d\varphi. \qquad (18)$$

Здесь и далее верхний φ знак для встречной волны с учетом (12). Если учесть, что $\beta'_e=\sqrt{(\gamma'_e-\varphi)^2-1}/\gamma'_0-\varphi$, то интеграл в (18) можно вычислить точно. Мы не будем приводить соответствующее выражение, так как анализ его затруднителен из-за осциллирующего характера функции φ, входящей в него; ограничимся достаточным в рамках условия (5) разложением по степеням φ/γ'_0-1 аналогично тому, как это было сделано при получении формулы (15). Результат таков ($\varphi_н\ll\varphi$):

$$\frac{P}{\pi a^2 mc^2 n_0}=\pm\frac{\beta_0 v_0}{\gamma(\beta_0-\beta)}\varphi\pm\frac{\beta v_0}{\gamma^2\gamma_0^3(\beta_0-\beta)^3}\varphi^2. \qquad (19)$$

Как уже упоминалось, (18) представляет собой величину

$$P=\frac{d}{dt}\sum_V mc^2(\gamma_e-1),$$

т. е. равна производной по t от полевой добавки. Сравнивая (15) и (19), видим, что линейный по φ член в (19) равен линейному члену $\Delta\gamma_e$, умноженному на v_0.

Как и должно быть, квадратичные члены (также с учетом умножения на v_0) отличаются в 2 раза, что является отражением факта усреднения квадратичного по φ члена по объему (длине) пучка.

В основу дальнейшего анализа мы положим одно из практически эквивалентных выражений для полевой добавки, например формулу (19). Интерес, конечно, представляет значение P, усредненное по периоду колебаний волны. Начнем с линейной стадии РДВ, когда $|\varphi| \ll \gamma_0'-1$. При этом эволюция φ (ψ) определяется функцией [4]

$$\varphi = \varphi_{н} \cos \psi + \frac{\varphi_{н} s^2}{2} (\psi \cos \psi - \sin \psi),$$

$\varphi_{н}$ — начальное значение поля φ.

Очевидно, при этом $\bar{\varphi}=0$ и изменение энергии равно

$$\frac{\bar{P}}{\pi a^2 n_0 m c^2} = \pm \frac{\beta v_0 \overline{\varphi^2}}{\gamma^2 \gamma_0^3 (\beta_0 - \beta)^3}. \tag{20}$$

Теперь немедленно получаем результат.

Медленная попутная волна ($\beta < \beta_0$)

$$\frac{\bar{P}}{\pi a^2 n_0 m c^2} = - \frac{\beta v_0 \overline{\varphi^2}}{\gamma^2 \gamma_0^3 (\beta_0 - \beta)^3} < 0, \tag{21}$$

т. е. пучок уменьшает свою энергию на линейной стадии РДВ. Поскольку в линейном приближении $\varphi \sim E$, то результат (21) с учетом релятивизма близок к известному (например, [7]) и отвечает концепции отрицательности энергии пучка с возбужденной волной.

Быстрая попутная волна ($\beta > \beta_0$). Теперь работа поля над пучком положительна

$$\frac{\bar{P}}{\pi a^2 n_0 m c^2} = \frac{\beta v_0 \overline{\varphi^2}}{\gamma^2 \gamma_0^3 (\beta - \beta_0)^3} > 0, \tag{22}$$

пучок на линейной стадии увеличивает свою энергию, плотность энергии W [7] пучка с волной положительна.

В обоих случаях попутных волн $\bar{P}/(\pi a^2) = + W \cdot v_0$, где W—плотность энергии пучка с волной.

Встречная волна ($\beta = -|\beta|$). Для встречной волны в линейном случае изменение энергии пучка отрицательно

$$\frac{\bar{P}}{\pi a^2 n_0 m c^2} = - \frac{|\beta| v_0 \overline{\varphi^2}}{\gamma^2 \gamma_0^3 (\beta_0 + |\beta|)^3} < 0. \tag{23}$$

При этом, как нетрудно показать, $W > 0$, а $P/(\pi a^2) = -W \cdot v_0$.

Если обратиться теперь к стадии РДВ с сильными возбужденными полями (но в пределах условия (5)), когда нелинейные явления становятся заметными, то возникает несколько другая ситуация. Фундаментальную роль в этом играет первый член в (19) с учетом того обстоятельства, что в нелинейном режиме колебания поля волны (огибающая) становятся несимметричными [5, 6]. Эту несимметрию колебаний в квазистационарном нелинейном режиме можно определить аналитически. Для этого используем метод слабой нелинейности [6]. Во втором приближении асимптотического метода Крылова—Боголюбова форма волны имеет вид (в нелинейном квазистационарном режиме, когда $a_{ст} = \text{const}$)

$$\varphi = -a_{ст} \sin \psi - c_2 \frac{a_{ст}^2}{2} \cos 2\psi + c_3 \frac{a_{ст}^3}{32} \sin 3\psi - \frac{c_2}{2} a_{ст}^2,$$

$$a_{ст} = |\varphi_{макс}| \simeq (\gamma_0'^2 - 1) \sqrt[3]{\frac{8}{3} \frac{\varphi_{н}}{1 + 4\gamma_0'^2}},$$

$$c_2 = \frac{3}{2} s^2 \frac{1 - \beta\beta_0}{\gamma\gamma_0 (\beta - \beta_0)^2}, \quad c_3 = \frac{2s^2}{\gamma_0'^2}, \quad \omega_{огиб}^2 = \omega^2 \left(\frac{3}{4} c_3 a_{ст} + \frac{\varphi_{н} s^2}{2 a_{ст}^2} \right) \ll \omega^2, \quad \omega_{огиб} \sim J. \tag{24}$$

Несимметрия огибающей поля волны, таким образом, равна

$$\bar{\varphi} = -\frac{c_2}{2} a_{\text{ст}}^2. \tag{25}$$

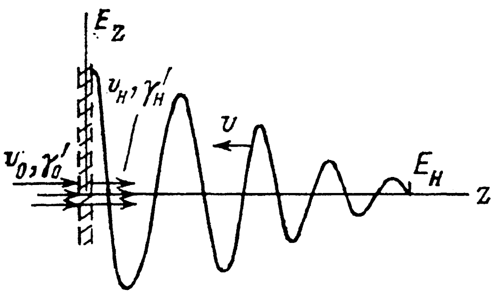
Далее

$$\overline{\varphi^2} = \frac{a_{\text{ст}}^2}{2}\left(1 + \frac{3}{4} c_2^2 a_{\text{ст}}^2\right). \tag{26}$$

Теперь формулу (19) можно переписать так:

$$\frac{\bar{P}}{\pi a^2 n_0 m c^2} = \mp \frac{\beta_0 v_0 c_2 a_{\text{ст}}^2}{2\gamma(\beta_0 - \beta)} \pm \frac{\beta v_0 a_{\text{ст}}^2}{2\gamma^2 \gamma_0^3 (\beta_0 - \beta)^3}. \tag{27}$$

Для наиболее интересных случаев медленной и встречной волн первый член в (27) превышает по абсолютной величине второй член, т. е. на стадии квазистационарного режима эффект нелинейности (несимметрия огибающей) превышает вклад линейного эффекта в $\bar{P}$. При этом для попутных волн (медленной и быстрой) оба члена в (27) имеют разные знаки, т. е. по сравнению с (21) и (22) $\bar{P}$ меняет знак.



Это означает, что по мере роста поля и нелинейных эффектов пучок в медленной волне от стадии торможения переходит к стадии ускорения, в быстрой волне может проявиться обратный эффект (область параметров здесь более узкая, при $\beta > \beta_0$ требуется более точный анализ). Поле, при котором происходит этот переход, можно найти из решения системы уравнений второго приближения асимптотического метода [6], на стадии роста поля, $|\varphi| < a_{\text{ст}}$.

Таким образом, характер продольных попутных волн в электронном пучке с окружением, знак их энергии, зависит от уровня возбужденного поля, обычные утверждения, что медленная волна — волна с отрицательной энергией, быстрая — с положительной энергией, справедливы лишь на линейной стадии, далеко от захвата ($|\varphi| \ll \gamma_0' - 1$).

Особо обратим внимание на случай встречной волны, который интересен как раз тем, что он связан с получением больших полей [5]. Как нетрудно убедиться, в этом случае оба члена в (27) имеют одинаковые знаки (минус), следовательно, нелинейность значительно, в данном случае на один-два порядка, усиливает эффект изменения энергии электронов пучка, который в случае встречной волны уменьшает кинетическую энергию на активном участке РДВ, т. е. в нарастающем по ходу волны поле. При этом встает тонкий вопрос о начальной энергии пучка при влете в максимальное поле (см. рисунок).[2] Ясно, что должен существовать некоторый переходный участок (заштриховано), связанный с открытым концом волновода, к которому подходит справа с максимальной амплитудой встречная волна (мы рассматриваем процесс в установившемся режиме, когда электроны — «головы» пучка уже прошли весь путь до источника волны и речь идет, таким образом, о начальной энергии электронов, непрерывно подходящих к структуре с встречной волной). Закон изменения энергии от γ_0' (вне структуры) к $\gamma_н'$ — «начальной» для процесса РДВ энергии зависит от конкретного устройства переходного участка (например, аттенюатор — сужающийся запредельный волновод, рупорная антенна и пр.). В этой работе мы не рассматриваем этот вопрос.

Пока для нас важно, что на активном участке РДВ на встречной волне кинетическая энергия электронов пучка уменьшается.

---

[2] Для упрощения не показана область квазистационарного нелинейного режима (слева от «точки влета»).

О балансе энергии РДВ. Заключение

Любопытно оценить максимальную мощность, передаваемую от пучка к полю (при $\varphi=\varphi_{\text{макс}}=a_{\text{ст}}$) для случая РДВ на встречной волне, когда электрическое поле волны может достигать очень больших значений.

Оценка следует из формулы (27)

$$\bar{P}_{\text{макс}} \simeq -\frac{a_{\text{ст}}^2}{4\gamma}\left[c_2 + \frac{1+3/4c_2^2a_{\text{ст}}^2}{4\gamma\gamma_0^3}\right]\pi a^2 n_0 v_0 mc^2 \tag{28}$$

или в другой форме

$$\bar{P}_{\text{макс}} \simeq -\pi a^2 n_0 v_0 mc^2\left[1 + \frac{3(\lambda/\pi a)^2 J/J_A}{2\gamma_0}\right], \tag{29}$$

$J_A=17$ кА, J — ток пучка, в (28) и (29) положено $\beta_0 \simeq 1$, $|\beta| \simeq 1$.

Для характерного набора параметров $\gamma_0=5$, $\gamma>10$, $\lambda=3$ см, $n_0 \simeq 10^{13}$ см$^{-3}$ ($J=35$ кА), $2a=1$ см, $|E_{\text{макс}}|=\left(\frac{(2\pi mc)^2}{(e\lambda)}\right)\gamma_0 \leqslant 5.10^6$ В/см эти формулы дают

$$-\bar{P}_{\text{макс}} \simeq 1000 \text{ МВт}. \tag{30}$$

Для сравнения приведем оценку для медленной волны при $\gamma_0=3$, $\gamma \simeq 1$, $\beta=0.1$, $\lambda=\lambda_0\beta=25$ см, $J=2$ кА, $a=1$ см на линейной стадии ($E<65$ кВ/см)

$$-\bar{P}_{\text{макс}} \simeq 1 \text{ МВт}. \tag{31}$$

Эти результаты показывают, что электронный сильноточный пучок, несмотря на малое изменение релятивистского фактора, во всех случаях $(\Delta\gamma e)/\gamma_0 \ll 1$, из-за большой плотности электронов передает полю при взаимодействии со встречной волной и на квазилинейной стадии при взаимодействии с медленной волной — весьма большую мощность.

Отсюда можно сделать вывод, что торможение сильноточного электронного пучка при РДВ на встречной и медленной волнах существенно уменьшает необходимую для развития процесса усиления волны мощность внешнего СВЧ генератора, практически его роль сводится к возбуждению начальной, «затравочной» волны.

Роль электронного пучка в процессе РДВ можно подытожить следующим образом: усиление начальной E-волны за счет модуляции плотности (более чем на порядок); изменение характера распределения поля в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка и волны (в том числе образование глубокой кулоновской потенциальной ямы для положительных зарядов); за счет эффективного обмена энергией пролетных электронов с волной аккумулированная в РЭП большая кинетическая энергия электронов служит «резервуаром» для отбора энергии на возбуждение мощной E-волны. Эти результаты завершают в основном построение теории резонансного допплеровского взаимодействия и дают основания считать механизм РДВ эффективным средством получения больших электрических полей, перемещающихся в пространстве со скоростью, близкой к скорости света. Важно при этом подчеркнуть, что РДВ, использующее сильноточные релятивистские электронные пучки и волноводные структуры с заранее возбужденной квазимонохроматической E-волной, имеет регулярный, управляемый характер, обеспечивающий весьма быстрый рост поля во времени ($T_{\text{огиб}}/2 \simeq 10 \cdot 100$ мс).

Технические проблемы, связанные с возможным использованием РДВ, например для генерации мощного СВЧ излучения, а также для целей ускорения положительно заряженных частиц (в принципе здесь просматриваются относительно простые ускорители ионов на малые и средние энергии с большим током и сверхвысокие энергии), требуют отдельного изучения и разработки специальных вопросов.

Авторы выражают благодарность А. Н. Лебедеву и К. Н. Пазину за обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] *Sloan M., Drummond W.* // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 1234—1237.
[2] *Sprangle P., Drobot A. T., Manheimer W. M.* // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 1180—1183.
[3] *Nation Y.* Proc. of Gas—ECFA—JNEN Workshop. CERN 85-07. 1985. P. 223—228.
[4] *Бонч-Осмоловский А. Г., Доля С. Н., Решетникова К. А.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып.6 С. 1055—1061.
[5] *Бонч-Осмоловский А. Г., Решетникова К. А.* // Препринт ОИЯИ. №Р9-90-42. Дубна, 1990. *Бонч-Осмоловский А. Г.* // Препринт ОИЯИ. № Р9-89-83. Дубна, 1989.
[6] *Бонч-Осмоловский А. Г., Решетникова К. А.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1664—1672.
[7] *Незлин М. В.* // УФН. 1976. Т. 120. Вып. 3. С. 481—495.

Поступило в Редакцию
23 июля 1990 г.