Изв. АН Армянской ССР, Физика, 9, 110—119 (1974)

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ И ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В СРЕДЕ

В. М. АРУТЮНЯН, Г. К. АВЕТИСЯН

Рассматривается движение заряженной частицы в поле плоской электромагнитной волны в среде в присутствии постоянного продольного магнитного поля. В отличие от случая вакуума в среде резонанс становится уже реальным и из-за многофотонного поглощения частицы вблизи резонанса возникают новые эффекты. Если интенсивность волны превышает некоторое критическое значение, то после прохождения волны частица ускоряется (при определенных соотношениях циклотронной частоты и частоты света). Когда циклотронная частота равна эффективной частоте света, даже в слабых полях, где, казалось бы, имеет место линейная теория, из-за многофотонного поглощения частицы вблизи резонанса появляется существенная нелинейность, которая приводит к нелинейному рассеянию слабой волны. Указанные эффекты имеют место как в среде с показателем преломления $n > 1$, так и с $n < 1$.

1. В работах [1—5] было рассмотрено взаимодействие заряженных частиц с плоской электромагнитной волной в среде с показателем преломления $n > 1$ и показано, что если поле волны превышает некоторое критическое значение, происходит «отражение» или захват частиц волной. Включим теперь постоянное и однородное магнитное поле вдоль направления распространения волны и рассмотрим движение частицы в таком поле. Прежде всего отметим, что магнитное поле снимает эффекты «отражения» и захвата, поскольку из-за вращения частицы в плоскости поляризации волны продольная скорость ее остается всегда меньше фазовой скорости света при любой конечной интенсивности волны ($v_x \to c/n$ только в бесконечно большом поле). Однако магнитное поле в среде приводит к новым резонансным эффектам, когда циклотронная частота частицы близка к частоте света. Поскольку продольная скорость частицы растет в поле волны, то уменьшается частота света в лабораторной системе, но с увеличением энергии уменьшается и циклотронная частота. В вакууме отношение этих частот является интегралом движения и достаточно, чтобы в начальный момент выполнялся резонанс, в дальнейшем он будет поддерживаться автоматически бесконечно долго. Это хорошо известное явление авторезонанса, открытое Коломенским и Лебедевым [6]. Однако в вакууме трудно достичь выполнения условия резонанса в оптической области, поскольку даже для сильных магнитных полей циклотронная частота лежит в радиодиапазоне. Резонанс с оптическим полем имеет место в среде даже для слабого магнитного поля, если для частицы выполняется черенковское условие.

Для среды эта задача была рассмотрена в работе [7], где задача сведена к случаю движения в одномерной потенциальной яме, и показано, что продольный импульс, а также энергия частицы, осциллируют во времени. Однако такое поведение частицы имеет место только до некоторого значе-

ния интенсивности волны. Оказывается, что при взаимодействии заряженной частицы с электромагнитным излучением в среде в присутствии продольного магнитного поля существует «критическая» точка по интенсивности света, выше которой существенно меняется характер движения частицы и появляются новые резонансные явления. Поведение частицы сильно зависит также от отношения циклотронной частоты и частоты света.

Перейдем к классическому рассмотрению движения частицы и возникающих при этом резонансных эффектов.

2. Если плоская электромагнитная волна распространяется в среде вдоль оси x, по которому направлено постоянное и однородное магнитное поле $\vec{H}_0$, то уравнения движения заряженной частицы в таком поле имеют вид

$$\frac{dp_x}{dt} = e\,\frac{n}{c}\,(v_y E_y + v_z E_z), \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_y}{dt} &= e\left(1 - n\frac{v_x}{c}\right)E_y + e\,\frac{v_z}{c}\,H_0, \\ \frac{dp_z}{dt} &= e\left(1 - n\frac{v_x}{c}\right)E_z - e\,\frac{v_y}{c}\,H_0, \end{aligned} \tag{2}$$

где n — показатель преломления среды, $\vec{E}$ — напряженность электрического поля волны.

Поскольку (1) имеет тот же вид, что и в случае $\vec{H}_0 = 0$, то величина

$$K \equiv W - \frac{c}{n}\,p_x = \text{const}$$

является интегралом движения и в присутствии магнитного поля [1—4]. С помощью K выразим продольную скорость, а также полную энергию частицы, через поперечный импульс в поле

$$v_x = cn\,\frac{\left(1-\frac{v_0}{cn}\right) - \sqrt{\left(1-n\frac{v_0}{c}\right)^2 - (n^2-1)\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)\frac{(p_y^2+p_z^2)}{m^2c^2}}}{n^2\left(1-\frac{v_0}{cn}\right) - \sqrt{\left(1-n\frac{v_0}{c}\right)^2 - (n^2-1)\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)\frac{(p_y^2+p_z^2)}{m^2c^2}}}, \tag{3}$$

$$W = \frac{W_0}{n^2-1}\left\{n^2\left(1-\frac{v_0}{cn}\right) - \sqrt{\left(1-n\frac{v_0}{c}\right)^2 - (n^2-1)\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)\frac{(p_y^2+p_z^2)}{m^2c^2}}\right\}, \tag{4}$$

где W_0 — начальная энергия, v_0—начальная скорость частицы, которая направлена по x ($v_0 = v_{0x}$), а выражения (3) и (4) совпадают с аналогичными выражениями при $\vec{H}_0 = 0$, если $(p_y^2+p_z^2)/m^2c^2$ заменить на ξ^2 [1—4] Принципиальная разница, однако, состоит в том, что корень в этом случае не может менять знак (что будет показано ниже) и, следовательно, перед

ним нужно брать только знак «минус» для выполнения начального условия $W = W_0$ при $p_y = p_z = 0$.

Вся задача теперь сводится к нахождению поперечного импульса частицы в поле. Для этого нужно проинтегрировать систему уравнений (2). Переходя к волновой координате $\tau = t - n\frac{x}{c}$ и учитывая (3) и (4), вместо (2) будем иметь

$$\frac{dp_y}{d\tau} = eE_y(\tau) + \frac{ecH_0}{W_0\left(1 - n\frac{v_0}{c}\right)\sqrt{1 \mp \frac{p_y^2 + p_z^2}{m^2c^2\alpha^2}}}p_z,$$

$$\frac{dp_z}{d\tau} = eE_z(\tau) - \frac{ecH_0}{W_0\left(1 - n\frac{v_0}{c}\right)\sqrt{1 \mp \frac{p_y^2 + p_z^2}{m^2c^2\alpha^2}}}p_y, \tag{5}$$

где $\alpha = \left|1 - n\frac{v_0}{c}\right| \Big/ \sqrt{|n^2 - 1|\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)}$ есть критическое значение интенсивности волны при $H_0 = 0$, необходимое для «отражения» или захвата частицы (в случае $n > 1$) [1—4]. Знак (—) под корнем в (5) соответствует случаю $n > 1$, а знак (+)—случаю $n < 1$.

Из системы (5) можно получить одно уравнение для комплексного вектора $z(\tau) = (p_y + ip_z)/mc$ поперечного импульса частицы (в безразмерных единицах)

$$\frac{dz(\tau)}{d\tau} = \frac{eE(\tau)}{mc} - i\frac{\Omega}{\left(1 - n\frac{v_0}{c}\right)\sqrt{1 \mp \frac{|z(\tau)|^2}{\alpha^2}}}z(\tau), \tag{6}$$

где $E(\tau) = E_y + iE_z$ — комплексный вектор электрической напряженности волны, а $\Omega = \frac{ecH_0}{W_0}$ — обычная циклотронная частота частицы. Для произвольной плоской волны $E(\tau)$ уравнение (6) в общем случае точно не решается. Точное решение можно найти только для монохроматической волны циркулярной поляризации

$$E(\tau) = E_0 e^{-i\omega_0\tau}. \tag{7}$$

В этом случае решение (6) будем искать в виде

$$z(\tau) = z_0 e^{-i\omega_0\tau} \tag{8}$$

и для поперечного импульса частицы получим алгебраическое уравнение

$$\left(1 - \frac{\Omega}{\omega\sqrt{1 \mp \beta^2}}\right)\beta = X, \tag{9}$$

где все величины выражены в единицах параметра α: $\frac{z_0}{\alpha} = i\beta$ (из

уравнения видно, что z_0—чисто мнимо), $\frac{\xi}{\alpha} = X\left(\xi = \frac{eE_0}{mc\omega_0}\right.$ —релятивистски-инвариантный параметр интенсивности волны); $\omega = \omega_0\left(1 - n\frac{v_0}{c}\right)$— эффективная частота света, действующая на свободно движущуюся частицу.

Мы не будем заниматься точным решением (9), которое в общем случае представляет собой уравнение четвертого порядка по β. Эффекты, возникающие здесь, можно найти, решая это уравнение графически. Рассмотрим сначала случай $n>1$ (знак «минус» под корнем). Как видно из (9), поведение частицы существенным образом зависит от отношения $\frac{\Omega}{\omega}$, поэтому мы отдельно рассмотрим возможные случаи этого отношения. Будем адиабатически включать волну и следить за изменением поперечного импульса частицы в зависимости от интенсивности волны.

Если $\Omega \geqslant \omega$, то график зависимости $\beta(X)$ имеет вид, изображенный на рис. 1 ($X<0$ соответствует обратному направлению электрического поля волны). Из графика видно, что по мере увеличения интенсивности волны поперечный импульс частицы, а вместе с ним и энергия, увеличиваются, с уменьшением интенсивности они уменьшаются, а после прохождения волны частица возвращается в начальное состояние с $p_0 = p_{0x}$ ($\beta=0$) и $W = W_0$.

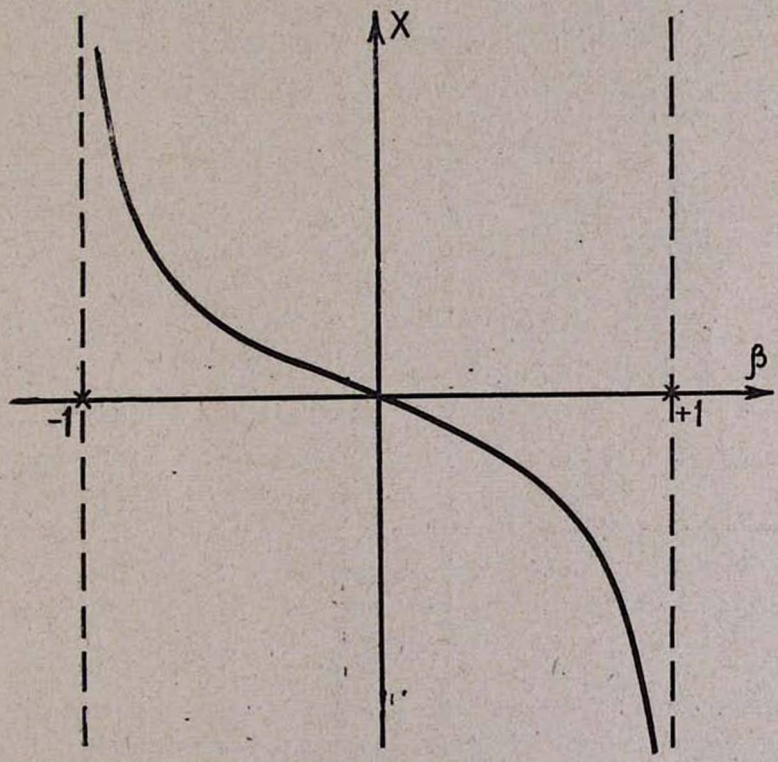

Рис. 1.

Таким образом, в этом случае поперечный импульс (энергия) частицы осциллируют во времени.

При увеличении поперечного импульса частицы возрастает также и продольная скорость, однако в отличие от случая $H_0=0$ она всегда остается меньше фазовой скорости света и тем самым исключается «отражение» или захват частицы волной. Действительно, из (9) видно, что при любом конечном значении $X\beta<1$, а из (3) следует, что $v_x<\frac{c}{n}$. Значение $\beta=1$ или $v_x=\frac{c}{n}$ достигается только при $X=\infty$. Этим однозначно выбирается знак перед корнем в (3) и (4): так как подкоренное выражение не обращается в нуль ни при какой конечной интенсивности, то корень не может менять знак и нужно брать только тот знак, который соответствует начальным условиям (т. е. знак «минус»).

Исследуем обратный случай $\Omega<\omega$. График зависимости $\beta(X)$ в этом случае изображен на рис. 2 (пунктирная линия соответствует случаю

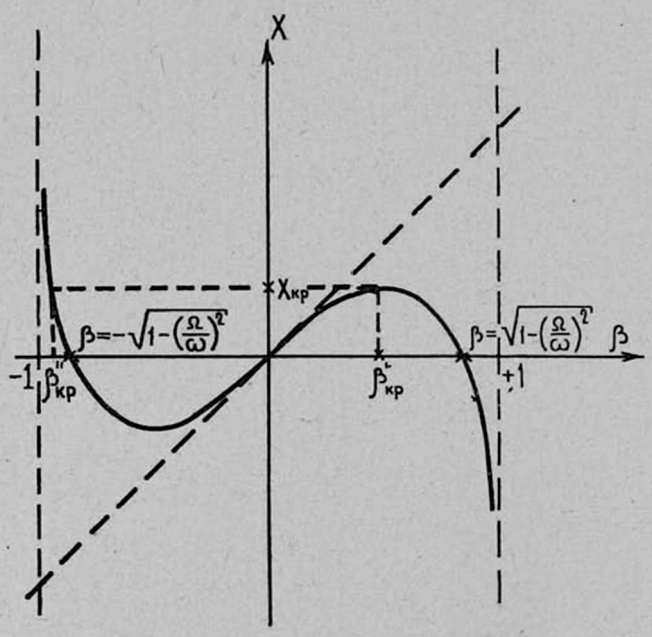

Рис. 2.

$H_0=0$). Из кривой $\beta(X)$ видно, что при адиабатическом изменении интенсивности волны до некоторой точки (назовем ее критической) каждому значению поля соответствуют три значения импульса, за исключением указанной точки, где два значения совпадают. В этой точке

$$X_{кр}=\left[1-\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^{2/3}\right]^{3/2}, \tag{10}$$

$$\beta'_{кр} = \left[1 - \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^{2/3}\right]^{1/2}$$

(критической точке соответствуют два значения поперечного импульса $\beta'_{кр}$ и $\beta''_{кр}$, причем $\beta''_{кр}$ лежит на левой ветви кривой и найти ее точное аналитическое значение не удается).

Нужно выбрать ту ветвь кривой $\beta(X)$, которая соответствует реальному движению частицы. До критической точки импульс может меняться по той ветви, которая соответствует начальному состоянию $\beta=0$ при $X=0$. На этой ветви импульс частицы растет с увеличением интенсивности, и наоборот. Будем дальше увеличивать поле ($X>X_{кр}$) и следить за поведением частицы. Легко видеть, что справа от критической точки частица находиться не может (этому соответствует $v_x > \frac{c}{n}$). Следовательно, в критической точке частица скачком меняет поперечный импульс, а дальнейшее его изменение происходит по левой ветви кривой $\beta(X)$. Причина такого скачкообразного изменения импульса (энергии) частицы обусловлена вынужденным поглощением резонансных фотонов в критической точке, из-за чего эта точка становится неустойчивой: остаться там частица не может и вынуждена перейти в устойчивое положение, которое находится на левой ветви кривой. Действительно, если построить зависимость β от $\frac{\Omega}{\omega}$ при заданной интенсивности волны, то видно, что резонанс в поле имеет место в критической точке при условии $\Omega<\omega$. В вакууме резонанс осуществляется при $\Omega=\omega$ и сохраняется все время (авторезонанс), из-за чего энергия частицы обращается в бесконечность в этой точке. В этом случае (9) переходит в простое выражение для поперечного импульса частицы

$$\beta = \frac{X}{1 - \frac{\Omega}{\omega}}, \tag{11}$$

которое расходится при $\Omega=\omega$.

Будем теперь дальше увеличивать поле: $X>X_{кр}$. Поперечный импульс частицы при этом будет непрерывно расти на левой ветви кривой $\beta(X)$ (рис. 2) и стремиться к бесконечности при устремлении к бесконечности интенсивности волны. Интересный физический эффект возникает при уменьшении поля. В этом случае поперечный импульс частицы уменьшается непрерывно с уменьшением поля, однако в критической точке ему соответствует уже значение $\beta''_{кр}$ на левой ветви, которое устойчиво (можно строго доказать, что все точки на этой ветви кривой устойчивы), и, следовательно, частица не может вернуться в начальное состояние. Как видно из графика, после прохождения волны ($X=0$) частица остается с поперечным импульсом $\beta = -\sqrt{1-\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2}$, которому соответствуют кинетическая энергия

$$W = W_0 \frac{n^2\left(1-\frac{v_0}{cn}\right)-\left(1-n\frac{v_0}{c}\right)\frac{\Omega}{\omega}}{n^2-1} \tag{12}$$

и продольная скорость

$$v_x = cn \frac{\left(1-\frac{v_0}{cn}\right)-\left(1-n\frac{v_0}{c}\right)\frac{\Omega}{\omega}}{n^2\left(1-\frac{v_0}{cn}\right)-\left(1-n\frac{v_0}{c}\right)\frac{\Omega}{\omega}}. \tag{13}$$

Таким образом, если интенсивность волны больше критической, то после взаимодействия частицы будут ускоряться. Если же интенсивность волны меньше критической, то энергия частицы осциллирует во времени: при включении волны она растет до максимального значения, а при выключении поля уменьшается до начального значения, так что после прохождения волны энергия частицы не меняется.

Отметим, что название «критическая точка» здесь не имеет ничего общего с аналогичным названием в случае $H_0=0$. Появление здесь критической точки связано с резонансом (неустойчивая точка из-за многофотонного поглощения), а при $H_0=0$ (в эффектах «отражения» и захвата) это— точка, выше которой наступает комплексность в энергии частицы.

Все полученные результаты, в частности и ускорение частицы, имеют место для одной поляризации волны ($E=E_0\, e^{-i\omega_0\tau}$) при заданном направлении магнитного поля ($\vec{H}_0$ направлено в этом случае по x). В случае обратной поляризации волны ($E=E_0 e^{i\omega_0\tau}$) вместо (9) получается уравнение

$$\left(1+\frac{\Omega}{\omega\sqrt{1\mp\beta^2}}\right)\beta = X,$$

из которого следуют только осцилляции поперечного импульса частицы и, следовательно, резонансные эффекты не возникают. Результаты, полученные в [7], соответствуют этому случаю (или же ниже критической точки при обратной поляризации).

Все сказанное относилось к среде с $n>1$. Рассмотрим теперь случай $n<1$. Под корнем в уравнении (9) в этом случае нужно брать знак (+), из-за чего исчезает ограничение на поперечный импульс частицы (β может меняться в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, если поле будет меняться в этих пределах). Как видно из (9), повторяется случай $n>1$, только при обратных соотношениях Ω и ω, но поперечный импульс частицы в этом случае может неограниченно возрастать.

Обратим внимание еще на одно интересное явление. При $\Omega=\omega$ и $\xi \ll \xi_{кр}$ ($\beta \ll 1$) из уравнения (9) получается

$$\beta \simeq \xi_{кр}^{2/3}\,(2\,\xi)^{1/3},$$

т. е. в сколь угодно слабом поле ($\xi \ll 1$, если даже $\xi_{кр} \sim 1$), где, казалось бы, имеет место линейная теория ($\beta \sim \xi$), появляется существенная нели-

нейность ($\beta \sim \xi^{1/3}$). Следовательно, сечения разных процессов рассеяния частиц в таком поле будут пропорциональны $\xi^{2/3}$. Причина этого явления опять обусловлена многофотонным поглощением вблизи резонанса. Ширина резонанса при этом есть

$$\Delta\omega \simeq \frac{1}{2^{1/3}}\left(\frac{\xi}{\xi_{кр}}\right)^{2/3}\omega.$$

Если, например, $\frac{\xi}{\xi_{кр}} \sim 10^{-2}$, то $\Delta\omega \sim 10^{-1}\omega$.

3. Перейдем теперь к количественному рассмотрению ускорения частицы. Рассмотрим сначала случай $n>1$. Как показано в п. 2, ускорение в этом случае имеет место, если интенсивность волны превышает критическое значение (10) и циклотронная частота меньше эффективной частоты света (с учетом допплеровского смещения). Последнее условие необходимо, чтобы вообще выполнялся резонанс, поскольку в среде с $n>1$ из-за штарковского сдвига в поле волны циклотронная частота увеличивается. Поскольку в среде с $n>1$ допплеровский фактор движущейся частицы можно сделать сколь угодно малым (вблизи черенковского конуса с падающим излучением), то реально можно осуществить оптический резонанс существующими статическими магнитными полями (в вакууме при таких полях циклотронная частота лежит в радиодиапазоне). Поэтому будем рассматривать начальные черенковские частицы: $1-n\frac{v_0}{c} \equiv \mu \ll 1$.

Как видно из формулы (12), энергия частицы в поле волны зависит от близости n к единице и отношения $\frac{\Omega}{\omega}$; для больших ускорений нужно иметь среды с $n=1+\varepsilon$, где $\varepsilon \ll 1$, и $\frac{\Omega}{\omega}=1-\delta$, где $\delta \ll 1$. При этом энергия, приобретаемая каждым электроном, будет

$$W \simeq W_0\left(1+\mu\frac{\delta}{2\varepsilon}\right), \tag{14}$$

а критическое значение интенсивности волны, выше которой лишь имеется ускорение, есть

$$\xi_{кр} \simeq \mu\frac{\delta^{3/2}}{4\varepsilon}.$$

Приведем также формулу для радиуса вращения частицы в поле

$$r=\frac{c\beta}{\omega\sqrt{1-\beta^2}}\frac{1}{\sqrt{n^2-1}}.$$

После прохождения волны частица совершает лишь циклотронное движение в магнитном поле с радиусом

$$r \simeq \frac{c}{\Omega}\sqrt{\frac{\delta}{\varepsilon}}.$$

Приведем некоторые численные оценки. Для релятивистских электронов в газах при $\mu \sim 10^{-3}$, $\varepsilon \sim 10^{-5}$ и $\delta \sim 10^{-1}$ каждый электрон с начальной энергией $W_0 \sim 1$ *Мэв* ускоряется до $W \sim 100$ *Мэв*. Критическое значение интенсивности волны при этом есть $\xi_{кр} \sim 10^{-1}$, а необходимое для резонанса магнитное поле—$H_0 \sim 10^5$ *гс*. Радиус вращения частицы—$r \sim 1$ *см*. Такие магнитные статические поля в настоящее время реально достижимы и, таким образом, можно осуществить оптический резонанс в среде с $n > 1$. Но, с другой стороны, для больших ускорений нужны мощные лазерные поля, которые будут ионизировать среду.

Можно получить большие ускорения в среде с $n < 1$ (плазма). Вопрос ионизации среды здесь отпадает и можно использовать световые поля с максимальной мощностью (пикосекундные лазерные поля). Но для осуществления резонанса в этом случае необходимы магнитные поля с напряженностью $H_0 \sim 10^8$ *гс*. С этой целью можно использовать импульсные магнитные поля с длительностью $\sim 10^{-8}$ *сек* (сверхпроводящие магнитные батареи) и пикосекундные лазерные поля с длительностью $\sim 10^{-12}$ *сек*, по отношению к которому магнитное поле будет статическим.

В этом случае имеем $n = 1 - \varepsilon$, $\varepsilon \ll 1$ и $\frac{\Omega}{\omega} = 1 + \delta$, $\delta \ll 1$ (в среде с $n < 1$ из-за Штарк-эффекта в поле волны циклотронная частота уменьшается, поэтому для выполнения резонанса нужно, чтобы $\frac{\Omega}{\omega} > 1$). Например, для нерелятивистских электронов в плазме с плотностью $\sim 10^{14}$ *см*$^{-3}$ ($\varepsilon \sim 10^{-5}$) и $\delta \sim 10^{-1}$ энергия, приобретаемая каждым электроном, будет $\sim 10^4$ *Мэв*. Критическая интенсивность поля при этом равна $\xi_{кр} \sim 5$ (в настоящее время достигнуты такие лазерные поля с пикосекундной длительностью), а радиус вращения электрона (после прохождения волны) есть $r \sim 10^{-3}$ *см*, т. е. в плазме образуется нить электронов с поперечными размерами $\lesssim 10^{-3}$ *см*. Это можно использовать, в частности, для получения сильноточных электронных пучков с большой плотностью ($\sim 10^{16}$ *см*$^{-3}$ при $\varepsilon \sim 10^{-3}$) с энергией каждого электрона ~ 100 *Мэв*; радиус пучка при этом $\sim 10^{-4}$ *см*, а критическая интенсивность поля $\xi_{кр} \sim 0{,}5$, что — вполне достижимая величина.

Ереванский государственный
университет

Поступила 6.IV.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян*. Препринт ИФИ, 71—01 (1971).
2. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян*. ДАН АрмССР, 52, 4 (1971).
3. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян*. Квантовая электроника, 7, 1042 (1972).
4. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян*. Препринт ИФИ, 71—03 (1971).
5. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян*. ЖЭТФ, 62, 1639 (1972).
6. *А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев*. ЖЭТФ, 44, 261 (1963).
7. *Ch. S. Roberts, S. I. Buchsbaum*. Phys. Rev., 135, A381 (1964).

ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՀԱՐԹ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԵՎ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՇԱՐԺՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Դիտարկված է լիցքավորված մասնիկի շարժումը միջավայրում հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում, հաստատուն երկայնական մագնիսական դաշտի առկայությամբ։ Ի տարբերություն վակուումի, միջավայրում ռեզոնանսը դառնում է իրականացնելի և առաջանում են նոր էֆեկտներ ռեզոնանսի մոտ բազմաֆոտոն կլանման հետևանքով։ Եթե ալիքի ինտենսիվությունը մեծ է որոշ «կրիտիկական» արժեքից, ապա տեղի ունի մասնիկի արագացում (լույսի և ցիկլոտրոնային հաճախությունների որոշակի առնչության դեպքում)։ Երբ ցիկլոտրոնային հաճախությունը հավասար է լույսի հաճախությանը, նույնիսկ թույլ դաշտերում, որտեղ թվում է պետք է ճիշտ լիներ՝ գծային տեսությունը, առաջանում է էական ոչ-գծայնություն ռեզոնանսի մոտ բազմաֆոտոն կլանման հետևանքով, որը բերում է նույնիսկ թույլ ալիքի ոչ-գծային ցրման։ Նշված էֆեկտները տեղի ունեն ինչպես մեկից մեծ բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրերում, այնպես էլ մեկից փոքր։

RESONANCE EFFECTS AT THE MOTION OF CHARGED PARTICLE IN THE FIELD OF PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE AND CONSTANT MAGNETIC FIELD IN MEDIUM

V. M. HARUTUNIAN, H. K. AVETISSIAN

The motion of a charged particle in the field of plane electromagnetic wave in a medium is considered in the presence of constant longitudinal magnetic field. Unlike the vacuum case, the resonance arises and new effects take place due to the multiphoton absorption of particle near the resonance both in media with refractive indeces $n > 1$ and $n < 1$.