

УДК 550.385.41+533.9

РЕЖИМЫ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АВРОРАЛЬНЫМ КИЛОМЕТРОВЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

В. С. Грач^{1*}, А. Г. Демехов^{1,2}

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

² Полярный геофизический институт, г. Апатиты, Россия

Анализируется резонансное взаимодействие энергичных электронов с авроральным километровым радиоизлучением (АКР). Возможные режимы такого взаимодействия исследуются на основе численного решения уравнений движения частиц в заданном поле квазимонохроматического волнового пакета АКР. Показано, что при реалистичных значениях амплитуды волны $0,2 \div 0,4$ В/м указанное взаимодействие может быть существенно нелинейным. В результате этого возможно как существенное (примерно в 2 раза) ускорение частиц, так и уменьшение их энергии (на величину около $20 \div 50$ %). При реалистичных параметрах плазмы и волнового пакета ускоряются электроны с начальными энергиями порядка 10 кэВ, а при начальных энергиях в несколько десятков килоэлектронвольт взаимодействие с волновым пакетом АКР приводит к уменьшению их энергий.

ВВЕДЕНИЕ

Авроральное километровое радиоизлучение (АКР) представляет собой интенсивное электромагнитное излучение на километровых длинах волн, распространяющееся от Земли. Впервые оно было обнаружено в 1960-х годах [1]. Основные свойства АКР были установлены в результате анализа спутниковых наблюдений [1–5]. Излучение имеет частоту от десятков до сотен килогерц, что близко к локальной гирочастоте электронов в области генерации. Эта область характеризуется пониженной электронной концентрацией (так называемые каверны Кальверта [4]): в ней выполняется условие $\Omega_p \ll \Omega_c$ (Ω_p и Ω_c — плазменная частота и гирочастота электронов соответственно). Авроральное километровое радиоизлучение, как правило, представляет собой быструю необыкновенную волну (Х-моду), и его волновые векторы находятся в конусе с осью вдоль линии геомагнитного поля и углом раствора $10^\circ \div 80^\circ$ [6, 7].

Механизмом генерации АКР считается циклотронная неустойчивость [8], хотя рассматривалась также трансформация квазиэлектростатических волн с частотами вблизи верхнегибридной частоты в электромагнитные [9]. Подход, предложенный в статье [8] и развиваемый в работах [10–13], позволил объяснить многие свойства АКР.

Согласно [14–17] АКР может иметь тонкую структуру в виде квазимонохроматических всплесков или структур со скоростью дрейфа частоты от сотен герц до десятков килогерц в секунду. Как известно, взаимодействие дискретных сигналов с заряженными частицами имеет нелинейный характер и его эффективность при этом может быть гораздо более высокой, чем для квазишумовых сигналов. Такое взаимодействие изучалось во многих работах для свистовых [18–21] и ионно-циклотронных [22–24] волн, есть также результаты для Z-моды [25].

Взаимодействие с квазимонохроматическим пакетом может быть как линейным, так и существенно нелинейным в зависимости от параметров волны, частиц и среды. При линейном взаимодействии для ансамбля частиц с одинаковыми энергией иpitch-углом имеет место диффузия по энергии и/или pitch-углу, т. к. знак обмена энергией между волной и частицей зависит от начальной фазы частицы по отношению к волне. В нелинейных режимах знак изменения энергии

* vsgrach@ipfran.ru

не зависит от начальной фазы. К таким режимам относятся захват частиц полем волны (знак изменения энергии определяется знаком эффективной неоднородности [20]) и четыре следующих режима для пролётных частиц.

1) Нелинейный сдвиг области резонанса возможен в случаях, когда параметр эффективной неоднородности существенно зависит от параметров среды и самого электрона [26].

2) Режим силовой группировки соответствует прямому влиянию силы Лоренца на фазу частицы; он имеет место для частиц с малыми поперечными скоростями и приводит к увеличению экваториального питч-угла [26, 27].

3) «Бунчировкой» пролётных частиц принято называть группировку частиц по фазе, в результате которой частицы на фазовой плоскости пересекают сепаратрису, отделяющую пролётные частицы от захваченных, в окрестности седла; знак изменения энергии и/или питч-угла частицы в этом режиме противоположен знаку изменения в режиме захвата.

4) Направленное рассеяние представляет собой сильное изменение энергии и/или питч-угла частицы для небольшой доли пролётных частиц; по виду фазовых траекторий этот режим является переходным от режима пролётных частиц к режиму захвата [24]. В этом режиме сильное изменение параметров незахваченных частиц вызвано длительным пребыванием частицы на фазовой плоскости в области сепаратрисы вдали от седла; знак изменения параметров частицы совпадает со знаком изменения в режиме захвата.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию циклотронного резонансного взаимодействия энергичных электронов с заданным полем квазимонохроматического волнового пакета АКР. Рассматривается простейшая модель волнового пакета АКР (быстрой необыкновенной волны) с реалистичными параметрами, и на основе численных расчётов динамики отдельных частиц в заданном поле волны анализируются возможные режимы взаимодействия энергичных электронов ($1 \div 1500$ кэВ) с таким пакетом.

Проведённый в работе анализ показывает, что при реалистичных параметрах пакета АКР возможны все указанные режимы взаимодействия. Совместная реализация режимов силовой группировки и смещения точки резонанса, а также режим бунчировки в области с отрицательной эффективной неоднородностью могут приводить к существенному ускорению частиц с небольшими энергиями. При рассмотренных в работе параметрах волновых пакетов это ускорение имеет место для частиц с энергиями $7 \div 30$ кэВ. Усреднённое по фазе увеличение энергии таких частиц может достигать 150 %. В результате захвата частиц полем волны (при преобладании влияния резонансной области с отрицательной эффективной неоднородностью) может существенно уменьшиться энергия частиц с большими начальными энергиями (для рассмотренных пакетов — с энергиями $30 \div 100$ кэВ). Питч-угол частиц в результате взаимодействия также может существенно изменяться. Небольшая доля частиц попадает в конус потерь.

В разделе 1 представлены основные уравнения и обсуждаются общие характеристики режимов взаимодействия. В разделе 2 приведены параметры рассматриваемых пакетов и проведён предварительный анализ резонансных условий. Свойства различных режимов взаимодействия электронов с АКР анализируются в разделе 3. Основные результаты работы сформулированы в заключении (раздел 4).

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1.1. Основные уравнения

Система уравнений движения электронов в электромагнитном поле волны $\mathcal{E}_w$, $\mathcal{B}_w$ при наличии геомагнитного поля $\mathbf{B}_0$ включает закон сохранения энергии электрона W во времени t ,

уравнения для первого адиабатического инварианта $I_{\perp} = p_{\perp}^2/(2mB_0)$ и фазы гироваращения φ и закон движения ларморовского центра:

$$\frac{dW}{dt} = -e(\mathbf{V}\mathbf{E}_w), \quad (1)$$

$$\frac{dI_{\perp}}{dt} = -\frac{e}{mB_0} \left[\mathbf{p}_{\perp}\mathbf{E}_w + \mathbf{p}_{\perp} \left[\frac{\mathbf{p}_{\parallel}}{m\gamma c} \times \mathbf{B}_w \right] \right], \quad (2)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\Omega_c}{\gamma} + \frac{em\gamma}{p_{\perp}^2} \left\{ [\mathbf{p}_{\perp} \times \mathbf{E}_w]_z + \frac{p_{\perp}^2}{m\gamma c} \mathbf{B}_{wz} + \frac{p_{\parallel}}{m\gamma c} \mathbf{p}_{\perp} \mathbf{B}_w \right\}; \quad (3)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_{\parallel}}{m\gamma}. \quad (4)$$

Здесь $e > 0$ — элементарный заряд, m , $\mathbf{V}$ и $\mathbf{p}$ — масса, скорость и импульс электрона, индексы $\parallel$ и $\perp$ означают проекции на направление вдоль и поперёк геомагнитного поля $\mathbf{B}_0$ соответственно, z — координата вдоль поля $\mathbf{B}_0$, $\gamma = \sqrt{1 + [p/(mc)]^2}$, $\Omega_c = eB_0/(mc)$ — нерелятивистская гирочастота, c — скорость света в вакууме.

Запишем поле $\mathbf{E}_w$ в виде [28]

$$\mathbf{E}_w = \text{Re}[|E|\mathbf{a} \exp(i\zeta)], \quad (5)$$

где $\zeta = \int k_{\perp} dx + \int k_{\parallel} dz - \int \omega dt + \phi$, ω и $\mathbf{k}$ — частота и волновой вектор волны соответственно, ось x направлена вдоль $\mathbf{k}_{\perp}$, $E = |E| \exp(i\phi)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда, ϕ — начальная фаза волны, $\mathbf{a} = \{a_x, a_y, a_z\} = a_x \{1, i\alpha_y, \alpha_z\}$ — вектор поляризации соответствующей волновой моды ($|\mathbf{a}| = 1$, $\alpha_y(\omega, k_{\perp}, k_{\parallel})$ и $\alpha_z(\omega, k_{\perp}, k_{\parallel})$ действительны, a_x — действительное положительное число) [28]. В общем случае вектор $\mathbf{a}$ также является медленной функцией координаты и времени. Магнитное поле определяется из соотношения

$$\mathbf{B}_w = \frac{c}{\omega} [\mathbf{k} \times \mathbf{E}_w]. \quad (6)$$

При таком представлении действительные компоненты электромагнитного поля можно записать в виде

$$\mathcal{E}_x = a_x |E| \cos \zeta = E_x \cos \zeta, \quad \mathcal{E}_y = -\alpha_y |E| \sin \zeta = E_y \sin \zeta, \quad \mathcal{E}_z = \alpha_z |E| \cos \zeta = E_z \cos \zeta, \quad (7)$$

$$\mathcal{B}_x = B_x \sin \zeta, \quad \mathcal{B}_y = B_y \cos \zeta, \quad \mathcal{B}_z = B_z \sin \zeta. \quad (8)$$

Для рассмотрения резонансных эффектов при взаимодействии электрона с волной систему (1)–(4) при учёте (5)–(8) можно преобразовать, используя разложение электромагнитного поля вблизи центра ларморовской окружности [28, 29]:

$$\frac{dW}{dt} = e \frac{p_{\perp}}{m\gamma} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left[\frac{E_x - E_y}{2} J_{l-1}(\kappa) + \frac{E_x + E_y}{2} J_{l+1}(\kappa) \right] \sin \Psi_l + e \frac{p_{\parallel}}{m\gamma} E_z \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(\kappa) \sin \Psi_l, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI_{\perp}}{dt} = -\frac{ep_{\perp}}{mB_0} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{E_x - E_y}{2} + \frac{p_{\parallel}}{m\gamma c} \frac{B_x - B_y}{2} \right) J_{l-1}(\kappa) + \right. \\ \left. + \left(\frac{E_x + E_y}{2} - \frac{p_{\parallel}}{m\gamma c} \frac{B_x + B_y}{2} \right) J_{l+1}(\kappa) \right] \sin \Psi_l, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\frac{d\Psi_l}{dt} = -\Delta_l + el \left[\left(\frac{E_x - E_y}{2} + \frac{p_{||}}{m\gamma c} \frac{B_x - B_y}{2} \right) J_{l-1}(\kappa) - \right. \\ \left. - \left(\frac{E_x + E_y}{2} - \frac{p_{||}}{m\gamma c} \frac{B_x + B_y}{2} \right) J_{l+1}(\kappa) + \frac{p_{\perp}}{m\gamma c} B_z J_l(\kappa) \right] \frac{\cos \Psi_l}{p_{\perp}}, \quad (11)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_{||}}{m\gamma}. \quad (12)$$

Здесь $J_q(\kappa)$ — функция Бесселя порядка q , $\kappa = \omega n \sin \chi p_{\perp} / \Omega_c$, $n = kc/\omega$ — показатель преломления, χ — угол волновой нормали, $\Psi_l = -\omega t + l\varphi + k_{||}z + \phi$, $\Delta_l = \omega - \omega n \cos \chi V_{||}/c - l\Omega_c/\gamma$ — отстройка от резонанса с номером l . Отметим, что в системе (9)–(12) величины B_0 , Ω_c и характеристики волны зависят от пространственной координаты z , а компоненты E_j и B_j ($j = x, y, z$) связаны между собой локальными поляризационными соотношениями. В общем случае частота волны ω и угол волновой нормали χ могут также явно зависеть от времени.

Точки резонанса $\Delta_l = 0$ отстоят друг от друга на оси $V_{||}$ на величину $\Omega_c/(k_{||}\gamma)$. В случаях, когда эта величина заметно превышает нелинейную ширину резонанса, взаимодействие на различных резонансах можно считать независимым.

Релятивистское условие циклотронного резонанса с номером l имеет вид

$$\Delta_l = \omega - \omega n \cos \chi V_{||}/c - l\Omega_c/\gamma = 0. \quad (13)$$

Характер резонансного взаимодействия на l -м циклотронном резонансе определяется параметром эффективной неоднородности $\mathcal{R}^{(l)} = \sigma_R R^{(l)}$, где величина $\sigma_R = \pm 1$ определяет знак эффективной неоднородности, а

$$R^{(l)} = \frac{|d\Delta_l/dt|}{\Omega_{tr}^2}. \quad (14)$$

Здесь в операторе $d/dt \equiv \partial/\partial t + V_{||}\partial/\partial z$ дифференцирование проводится только по функциям от z и t (W и $I_{\perp}$ полагаются постоянными), Ω_{tr}^2 — квадрат частоты осцилляций электрона в поле волны вблизи минимума эффективного потенциала волны [21]:

$$\Omega_{tr}^2 = |1 - 1/(n^2 \cos^2 \chi)| \frac{e\omega n^2 \cos^2 \chi V_{\perp} A}{mc^2 \gamma}, \quad (15)$$

где $A = |E|$ — амплитуда электрического поля и все величины берутся в точке резонанса. Вклад в величину $R^{(l)}$ может вносить как явная зависимость от времени частоты и/или угла волновой нормали, так и пространственная неоднородность. В реальных условиях параметр $R^{(l)}$ изменяется как во времени, так и в пространстве, причём эти изменения связаны как с неоднородностью среды и изменением частоты и амплитуды волнового пакета, так и с нелинейным изменением параметров частиц под действием волны. Однако основные особенности движения можно классифицировать исходя из величины $R^{(l)}$, вычисленной в области резонанса в линейном приближении.

В дальнейшем при обсуждении отдельного резонанса индекс (l) будем опускать.

1.2. Общие характеристики режимов взаимодействия

Минимум эффективного потенциала волны существует только при $R < 1$, соответственно захват частицы полем волны также возможен при $R < 1$.

В случае, когда $R \gg 1$, движение частицы можно считать линейным: частица является пролётной (незахваченной), а общее изменение энергии ΔW и адиабатического инварианта $\Delta I_{\perp}$ электрона определяется фазой в точке резонанса [19, 20]:

$$\Delta W = K_W \sin(\Psi_{\text{res}} + \pi \text{sign } \mathcal{R}/4), \quad \Delta I_{\perp} = K_{I_{\perp}} \sin(\Psi_{\text{res}} + \pi \text{sign } \mathcal{R}/4). \quad (16)$$

Величины K_W и $K_{I_{\perp}}$ определяются множителями перед $\sin \Psi_l$ в уравнениях (9) и (10) соответственно, вычисленными в точке резонанса. Резонансная фаза Ψ_{res} , в свою очередь, определяется невозмущённой траекторией и линейно зависит от начальной фазы, т. е. для ансамбля частиц, равномерно распределённых по начальной фазе, может принимать любые значения. Таким образом, в линейном режиме для ансамбля частиц имеет место диффузия величин W и $I_{\perp}$:

$$\langle \Delta W \rangle = 0, \quad \sigma_W \equiv \sqrt{\langle (\Delta W - \langle \Delta W \rangle)^2 \rangle} = |K_W|/\sqrt{2}, \quad (17)$$

$$\langle \Delta I_{\perp} \rangle = 0, \quad \sigma_{I_{\perp}} \equiv \sqrt{\langle (\Delta I_{\perp} - \langle \Delta I_{\perp} \rangle)^2 \rangle} = |K_{I_{\perp}}|/\sqrt{2}. \quad (18)$$

Здесь и далее угловые скобки обозначают усреднение по фазе.

При $R < 1$ реализуется нелинейный режим, который характеризуется группировкой частиц по фазе и дрейфом значений энергии как для пролётных частиц, так и для частиц, захваченных полем волны. Знак изменения энергии частиц в результате нелинейного взаимодействия определяется знаком эффективной неоднородности, знаком множителя K_W и конкретным режимом взаимодействия. Для пролётных (незахваченных) частиц возможны два режима: бунчировка и направленное рассеяние. Бунчировкой пролётных частиц принято называть группировку частиц по фазе, в результате которой частицы на фазовой плоскости пересекают сепаратрису, отделяющую пролётные частицы от захваченных, в окрестности седла. Эта группировка связана с большой длительностью пребывания частиц в данной области фазового пространства. В случае $R \ll 1$ в этом режиме резонансная фаза принимает значения в ограниченном интервале, а знак и величина изменения энергии (и адиабатического инварианта) частиц не зависят от их начальной фазы [19, 20, 22, 24]. Отметим, что понятие сепаратрисы вводится для автономной системы, в то время как рассматриваемая нами система (9)–(12) таковой не является. Однако динамику этой системы можно анализировать с использованием представлений о медленно изменяющейся фазовой плоскости, которая в каждый момент времени соответствует некоторой автономной системе (с «замороженными» параметрами).

Режим направленного рассеяния имеет место при не очень малых $R < 1$ и был обнаружен в работах [23, 24] при численном исследовании взаимодействия релятивистских электронов с ионно-циклотронными волнами. Направленное рассеяние представляет собой сильное изменение параметров незахваченных частиц, вызванное длительным пребыванием частицы в области сепаратрисы вдали от седла. На этом участке приближённо выполняется условие резонанса второго порядка:

$$\frac{d^2 \Psi}{dt^2} \approx - \frac{d\Delta}{dt} \approx 0. \quad (19)$$

По виду фазовых траекторий этот режим является переходным от режима пролётных частиц к режиму захвата [24]. Знак изменения параметров частицы в режиме направленного рассеяния также не зависит от начальной фазы, совпадает со знаком изменения в режиме захвата и противоположен знаку изменения в режиме бунчировки.

Помимо указанных нелинейных режимов, проявления нелинейных эффектов также возможны в области $R \gtrsim 1$. В случае, когда множители K_W и $K_{I_{\perp}}$ существенно зависят от W и $I_{\perp}$, эффект нелинейного смещения точки резонанса может приводить к отличным от нуля $\langle \Delta W \rangle$ и $\langle \Delta I_{\perp} \rangle$ [26]. Для частиц с малыми начальными экваториальными питч-углами существенен эффект силовой

группировки, т. е. прямое влияние силы Лоренца на фазу частицы (волновые слагаемые в (3)). Данный эффект приводит к увеличению экваториального питч-угла [26, 27].

1.3. Параметры плазмы и модель квазимонохроматического волнового пакета

В данной точке пространства X-мода (волна АКР) может существовать, если выполнено условие $\omega > \Omega_X$, где Ω_X — локальная частота отсечки. В холодной плазме

$$\Omega_X = \frac{\Omega_c}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\Omega_p^2}{\Omega_c^2}} \right) > \Omega_c.$$

Для дальнейшего анализа необходимо задать модель геомагнитного поля и параметры плазмы. Согласно результатам [17] тонкая структура в АКР наблюдалась на геомагнитных широтах $70^\circ \div 85^\circ$ и регистрировалась для трёх диапазонов частот: $f < 90$ кГц, $f = 125 \div 215$ кГц и $f = 250 \div 340$ кГц (чаще на меньших частотах). В данной работе мы будем рассматривать геомагнитную широту 70° , которая примерно соответствует L -оболочке 8,6. Характерную частоту выберем равной 55 кГц.

Мы будем использовать дипольную модель геомагнитного поля. На рассматриваемых L -оболочках поле в магнитосфере может сильно отличаться от дипольного и даже иметь незамкнутые силовые линии в области экватора, однако в области генерации АКР, которой соответствуют высоты намного ниже условной вершины силовой линии, это отличие можно считать несущественным. Используемые далее экваториальные величины (отмеченные индексом L) будут являться условными параметрами задачи.

Концентрацию электронов будем считать постоянной и примем равной $N_e = 1 \text{ см}^{-3}$. В этом случае равенство частоты волны ω и частоты отсечки Ω_X выполняется на высоте $h_X \approx 13 \cdot 10^3$ км (высота определяется как $h = R_E (L \cos^2 \lambda - 1)$, где R_E — радиус Земли, λ — геомагнитная широта).

Поле АКР в области генерации может иметь достаточно сложную пространственно-временную структуру [11], в том числе соответствующую волноводному распространению [12, 13]. Однако на первоначальном этапе исследований для качественного изучения режимов взаимодействия и оценок возможных эффектов по отношению к ансамблю частиц мы ограничимся более простой моделью волнового пакета.

Мы будем рассматривать волновой пакет с постоянными частотой ω , углом волновой нормали χ и амплитудой A , распространяющийся от Земли. Поскольку в интересующей нас области показатель преломления n возрастает от 0 до 1 по мере удаления от высоты h_X , в рамках одномерной задачи угол волновой нормали χ должен уменьшаться при распространении. Однако если в поперечном направлении волна распространяется в сторону больших значений L , то поперечный градиент геомагнитного поля (и, соответственно, ∇n) имеет то же направление, что и продольный градиент вдоль силовой линии при распространении от Земли. Оценки показывают, что в рассматриваемой области величины продольного и поперечного градиентов сравнимы. Таким образом, если волновой вектор направлен в сторону больших значений L , угол волновой нормали может оставаться примерно постоянным и его изменения будут несущественны на рассматриваемых временных и пространственных масштабах (один пролёт резонансной области рассматриваемым ансамблем электронов).

При расчёте распространения пакета групповая скорость каждого элемента определяется решением дисперсионного уравнения для холодной плазмы, соответствующим быстрой необыкновенной волне, а компоненты электрического и магнитного полей связаны между собой соответ-

ствующими поляризационными соотношениями. Предполагается, что электроны в начальный момент времени находятся на заднем фронте пакета и движутся от Земли. Электроны с фиксированными начальными значениями W и $I_{\perp}$ предполагаются равномерно распределёнными по фазе Ψ_l , рассматриваемый диапазон значений энергий иpitch-углов электронов определяется исходя из резонансных условий, которые анализируются в следующем разделе.

Поскольку АКР, согласно общепринятым представлениям, генерируется в результате циклотронной неустойчивости, подобное рассмотрение резонансного взаимодействия в области генерации, в котором не учитывается влияние электронов на профиль волны, является в большой степени модельным. Однако и такой подход позволит выявить особенности взаимодействия и определить максимальные ожидаемые эффекты по отношению к параметрам энергичных электронов.

2. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗОНАНСНЫХ УСЛОВИЙ

Поскольку показатель преломления волны АКР $0 < n < 1$, то условие (13) может быть выполнено только для $l \geq 1$, при этом для положения $h^{(l)}$ резонансов справедливо условие

$$h_X \lesssim h^{(1)} \ll h^{(2)} \ll h^{(3)} \ll \dots, \quad (20)$$

а для параметров эффективной неоднородности —

$$R^{(1)} \ll R^{(2)} \ll R^{(3)} \ll \dots \quad (21)$$

В данной работе мы будем рассматривать взаимодействие в окрестности области генерации АКР, т.е. только на основном циклотронном резонансе $l = 1$. Для данного резонанса условие (13) запишется в виде

$$\Delta_1 \equiv \Delta = \omega - \omega n \cos \chi V_{\parallel} / c - \Omega_c / \gamma = 0. \quad (22)$$

Равенство (22) может быть выполнено только для попутных электронов в ограниченном диапазоне энергий при условии, что частота волны ω близка к частоте отсечки Ω_X (т.е. в области высот, близкой к высоте h_X) и угол волновой нормали χ не слишком велик. Количественно ограничения на параметры волны и электронов определяются параметрами плазмы, в первую очередь отношением Ω_p / Ω_c .

Для указанных параметров плазмы для волны с частотой 55 кГц резонансное взаимодействие на основном циклотронном резонансе возможно, если угол волновой нормали $\chi < 70^\circ$. Анализ спутниковых данных показывает возможность наличия АКР с углами волновой нормали $10^\circ \div 80^\circ$ [6, 7]. Мы выбрали два значения вблизи верхней и нижней границы указанного диапазона: $\chi = 60^\circ$ и 25° . Данные значения позволяют оценить зависимость свойств взаимодействия от угла χ и качественно проиллюстрировать возможные режимы.

Пример временных зависимостей высоты h и расстройки Δ на невозмущённой траектории электрона (без учёта действия волны) приведён на рис. 1. В рассматриваемой области при увеличении высоты (удаления от высоты отсечки) локальная гирочастота Ω_c монотонно убывает, вследствие чего показатель преломления волны АКР может достаточно быстро возрастать. В результате зависимость $\Delta(h)$ может быть немонотонной. Поэтому условие резонанса (22) может быть выполнено для заданного электрона в двух точках h_1 и h_2 на геомагнитной линии, при этом $|h_1 - h_2| \ll h_1$. Поскольку мы рассматриваем взаимодействие попутных электронов с волной АКР, распространяющейся от Земли, здесь и далее первой будем считать точку резонанса с меньшей высотой ($h_1 < h_2$).

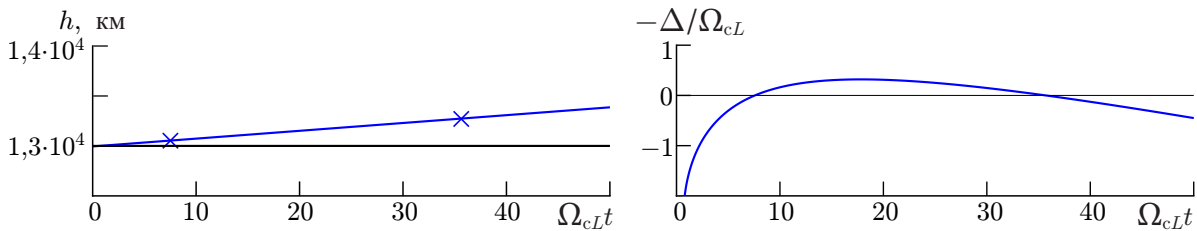


Рис. 1. Невозмущённая траектория электрона с энергией $W = 20$ кэВ и экваториальным питч-углом $\Theta_L = 4^\circ$. Маркерами отмечены точки резонанса $\Delta = 0$ при взаимодействии с монохроматической волной с $\chi = 60^\circ$

На рис. 2 представлены положение точек резонанса h_j ($j = 1, 2$) в пространстве и невозмущённый параметр эффективной неоднородности $\mathcal{R}_j$ в этих точках в зависимости от энергии для различных значений экваториального питч-угла. Частота волны и угол волновой нормали соответствуют указанным выше, амплитуда предполагается равной 0,1 В/м. Отметим, что диапазон допустимых значений экваториального питч-угла Θ_L ограничен снизу конусом потерь Θ_{Lc} , а сверху — условием, что высота точки отражения электронов находится ниже $h_X \approx 13 \cdot 10^3$ км. В рассматриваемой модели геомагнитного поля $\Theta_{L\max} \approx 9,4^\circ$, $\Theta_{L\min} = \Theta_{Lc} \approx 1,6^\circ$.

Как видно из рис. 2, при постоянном питч-угле высота первой точки резонанса имеет минимум в зависимости от энергии электрона, высота второй точки — максимум, и существуют максимальная и минимальная энергии, при которых обе точки резонанса сливаются. При постоянной энергии с увеличением питч-угла высота первой точки резонанса растёт, высота второй — уменьшается, и при максимально допустимом при данной энергии питч-угле они также совпадают. Большим значениям питч-угла соответствует более широкий диапазон резонансных энергий, диапазон резонансных питч-углов от энергии зависит немонотонно.

Отличия между результатами для различных параметров волны также существенны. При уменьшении угла волновой нормали с $\chi = 60^\circ$ до 25° диапазон резонансных энергий увеличивается примерно на порядок, также растёт диапазон резонансных экваториальных питч-углов. Отметим здесь, что при существенном увеличении частоты пакета (до 200 или 300 кГц) максимальное допустимое значение экваториального питч-угла существенно уменьшается (до 5° и 4° соответственно). Диапазон резонансных энергий при этом сокращается в полтора–два раза и сдвигается в область меньших энергий.

Обе точки резонанса расположены достаточно близко друг к другу и к высоте h_X , соответствующей частоте отсечки. При $\chi = 60^\circ$ интервал между ними не более 500 км (при $\Theta_{L0} \geq 3,5^\circ$), при $\chi = 25^\circ$ он может превышать 3 000 км.

Модуль параметра эффективной неоднородности R_j ($j = 1, 2$) имеет максимум в зависимости от энергии, при этом $R_2 < R_1$ (для большей части рассматриваемого диапазона параметров справедливо неравенство $R_2 \ll R_1$). На границах допустимого диапазона энергий (при слиянии точек резонанса) $R_1 \approx R_2 \rightarrow 0$, при этом увеличение R_j при малых энергиях более резкое, чем уменьшение при больших. С увеличением питч-угла при постоянной энергии R_1 и R_2 уменьшаются. При фиксированных параметрах электрона характеристики эффективной неоднородности меньше для волны с $\chi = 60^\circ$ (при наличии точек резонанса).

Согласно наблюдениям максимальное возможное значение амплитуды для волн АКР составляет 0,5 В/м. При максимальной амплитуде ($R \propto A^{-1}$; см. (14), (15)) взаимодействие с пакетом с $\chi = 60^\circ$ является нелинейным в обеих областях резонанса во всём диапазоне рассматриваемых параметров электронов. Взаимодействие с пакетом $\chi = 25^\circ$ также нелинейное в широком диапазоне параметров электронов во второй области резонанса, в то время как нелинейное взаимодействие в первой области возможно либо в малой окрестности границ резонансного диапазона

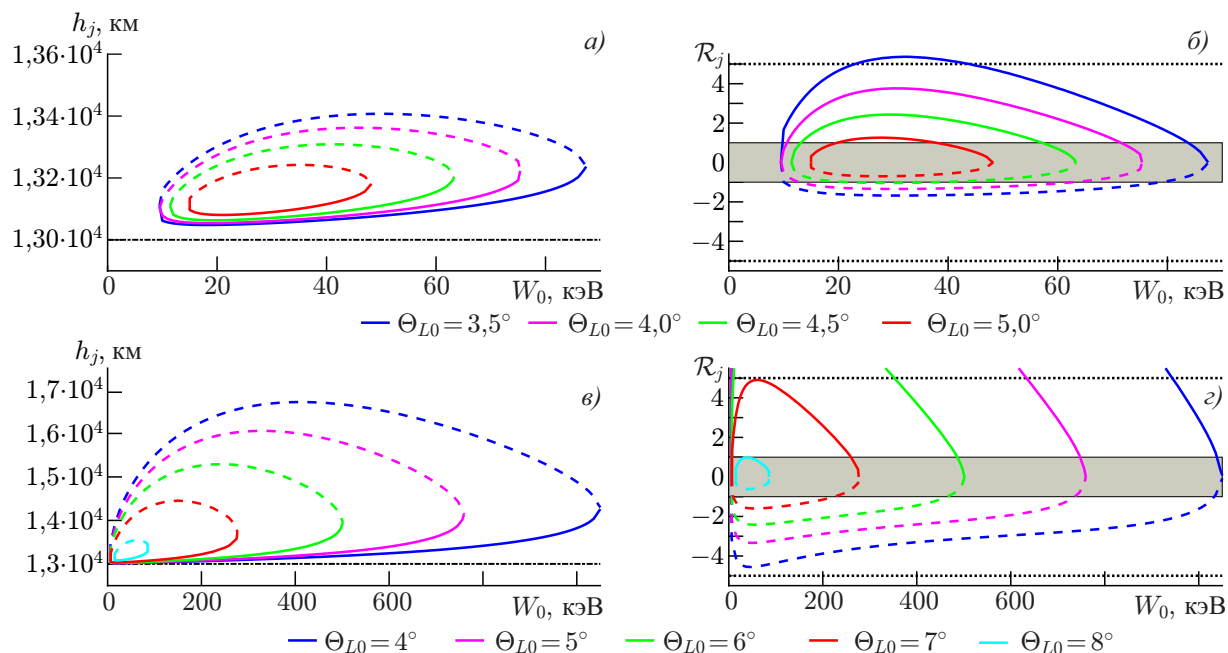


Рис. 2. Зависимость положения резонанса и параметра эффективной неоднородности от энергии электрона для волны с частотой 55 Гц при $\chi = 60^\circ$ (а, б) и $\chi = 25^\circ$ (в, г); $N_e = 1 \text{ см}^{-3}$, $A = 0,1 \text{ В/м}$. Сплошные линии соответствуют первой точке резонанса ($j = 1$), штриховые — второй ($j = 2$). На панелях слева горизонтальная линия соответствует $h = h_\chi$. На панелях справа серым цветом выделена область нелинейного взаимодействия при $A = 0,1 \text{ В/м}$, пунктирными горизонтальными линиями — область нелинейного взаимодействия при $A = 0,5 \text{ В/м}$ ($R \propto A^{-1}$)

энергий, либо для $\Theta_{L0} > 5^\circ$.

Для рассматриваемых параметров волн АКР величины K_W и $K_{I_\perp}$ в (16) положительны ($K_W > 0, K_{I_\perp} > 0$). Экваториальный питч-угол Θ_L выражается через γ и $I_\perp$ следующим образом:

$$\Theta_L = \arcsin \left[\sqrt{\frac{I_\perp B_{0L}}{mc^2(\gamma^2 - 1)}} \right], \quad (23)$$

т. е. при одинаковом знаке изменения γ и $I_\perp$ питч-угол Θ_L может как увеличиваться, так и уменьшаться. Анализ траекторий частиц показывает, что в рассматриваемом диапазоне параметров электронов и АКР знаки изменения экваториального питч-угла и энергии частиц совпадают.

Знаки эффективной неоднородности в двух точках резонанса противоположны: в первой точке параметр $\mathcal{R}_1 > 0$, а во второй $\mathcal{R}_2 < 0$. Положительность K_W означает, что при взаимодействии в первой области резонанса в режимах захвата частиц полем волны и направленного рассеяния энергия и адиабатический инвариант увеличиваются, в режиме бунчировки — уменьшаются, а при взаимодействии во второй области — наоборот (в режимах захвата и направленного рассеяния энергия/адиабатический инвариант частиц уменьшается, в режиме бунчировки — увеличивается). В линейном режиме изменение энергии в первой зоне резонанса можно оценить по формуле

$$\Delta W \propto A \sin(\Psi_{\text{res}} + \pi/4), \quad (24)$$

и во второй —

$$\Delta W \propto A \sin(\Psi_{\text{res}} - \pi/4). \quad (25)$$

В зависимости от значений резонансной фазы в первой и второй точках резонанса знаки изменения энергии при линейном взаимодействии в этих точках могут как совпадать, так и различаться. Всё вышесказанное справедливо в случае, когда области резонанса расположены достаточно далеко друг от друга и взаимодействие в них можно считать независимым.

В рамках данной модели при рассмотрении пакетов АКР с конечными длинами (по сравнению с монохроматической волной, которая существует во всей области пространства $\omega > \Omega_{\chi}$) длина пакета и его эволюция в пространстве являются существенными факторами, т. к. скорости электронов в диапазоне резонансных энергий сравнимы с групповой скоростью пакета в области резонансного взаимодействия. Согласно данным [17] скорость дрейфа частоты в квазимонохроматических пакетах составляла $4 \div 8$ кГц/с. Предварительные оценки показывают, что вкладом такого дрейфа частоты в величину $d\Delta/dt$ можно пренебречь, т. к. без учёта соответствующих слагаемых $(d\Delta/dt)/(2\pi) \approx 80 \div 1000$ кГц/с.

Чтобы проанализировать все возможные режимы резонансного взаимодействия электронов с волной АКР на основном циклотронном резонансе, в данной работе мы будем рассматривать взаимодействие электронов с таким пакетом, который охватывает всю ширину зоны резонансного взаимодействия. Поэтому мы предполагаем, что задний фронт пакета h_{te} близок к высоте отсечки h_{χ} и пакет имеет достаточную длину. С учётом расположения точек резонанса и эволюции пакета (возрастания групповой скорости с удалением от высоты отсечки) для угла волновой нормали $\chi = 60^\circ$ «длинным» можно считать пакет с длиной вдоль геомагнитной силовой линии в начальный момент времени $l \geq l_{\min} \approx 350$ км, а для $\chi = 25^\circ$ — с $l \geq l_{\min} \approx 800$ км. В точке, соответствующей переднему фронту пакета в начальный момент времени, это соответствует длительностям $\tau \gtrsim 0,028$ с (для $\chi = 60^\circ$) и $\tau \gtrsim 0,022$ с (для $\chi = 25^\circ$).

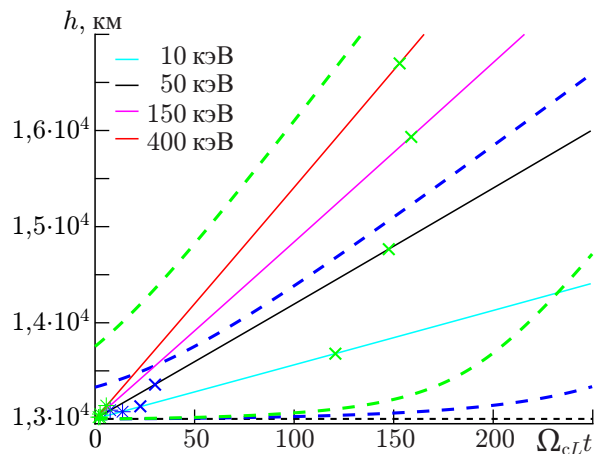


Рис. 3. Эволюция фронтов рассматриваемых пакетов (штриховые линии) и невозмущённые траектории пакетов (сплошные линии) для различных начальных энергий электронов. Синий цвет соответствует $\chi = 60^\circ$, зелёный — $\chi = 25^\circ$. Маркерами на траекториях отмечены точки резонанса с соответствующим пакетом, пунктирная линия отвечает $h = h_{\chi}$

В расчётах будем рассматривать частицы, находящиеся на заднем фронте пакета в начальный момент времени. Примеры невозмущённых траекторий электронов, а также эволюция фронтов рассматриваемых пакетов с $l = l_{\min}$ приведены на рис. 3. При рассматриваемых условиях частицы обгоняют пакет, поэтому движение его заднего фронта не влияет на резонансное взаимодействие, однако при других значениях ω и χ возможны ситуации, когда частицы с низкими энергиями будут «отставать» от пакета до прохождения точек резонанса. Отметим также, что для электронов, в начальный момент времени находящихся на заднем фронте указанных пакетов, второй и последующие циклотронные резонансы окажутся вне пакета ($h^{(i)} < h_{te}$ для $i = 2, 3, \dots$). Для всех рассматриваемых частиц зона резонансного взаимодействия (включающая обе точки резонанса) не превышала 5 000 км, время пролёта электрона через неё было не более 0,03 с.

3. ВОЗМОЖНЫЕ РЕЖИМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ИХ СВОЙСТВА

Система уравнений (9)–(12) для взаимодействия массива пробных частиц с модельным пакетом АКР решалась численно, методом Рунге–Кутты третьего порядка. Рассматривались указанные выше значения частоты ($f = 55$ кГц), угла волновой нормали ($\chi = 60^\circ$ и $\chi = 25^\circ$) и амплитуды волны A (0,2 и 0,4 В/м). В начальный момент времени амплитуда задана не зависящей от координаты внутри пакета. При расчётах учитывалась эволюция пакета при распространении. Рассчитывался однократный пролёт электрона через пакет. Диапазон значений энергии и питч-угла определялся условиями резонансного взаимодействия (рис. 2). Для пакета с $\chi = 60^\circ$ рассматривались 4 значения начального экваториального питч-угла электронов (от $3,5^\circ$ до $5,0^\circ$ с шагом $0,5^\circ$) и 25 значений энергии в диапазоне $9 \div 120$ кэВ (с шагом 2 кэВ в диапазоне $9 \div 15$ кэВ и 5 кэВ в диапазоне $15 \div 120$ кэВ). Для пакета с $\chi = 25^\circ$ рассматривались 5 значений начального экваториального питч-угла электронов (от 4° до 8° с шагом 1°) и 40 значений энергии в диапазоне $7 \div 1050$ кэВ (с шагом 2 кэВ в диапазоне $7 \div 15$ кэВ, 5 кэВ в диапазоне $15 \div 50$ кэВ, 10 кэВ в диапазоне $50 \div 100$ кэВ, 25 кэВ в диапазоне $100 \div 300$ кэВ и 50 кэВ в диапазоне $300 \div 1050$ кэВ). Для электронов с фиксированными W_0 и Θ_{L0} было выбрано 360 значений начальной фазы, равномерно распределённых в интервале $[0, 2\pi)$.

3.1. Линейное взаимодействие и режимы слабой нелинейности

Согласно рис. 2 линейное взаимодействие ($R > 1$) в обеих областях резонанса в рассматриваемых случаях может наблюдаться для $\chi = 25^\circ$ и меньшей амплитуды, $A = 0,2$ В/м. На рис. 4 и 5 представлены два таких примера для большой ($W_0 = 700$ кэВ) и малой ($W_0 = 10$ кэВ) энергии при одном и том же значении экваториального питч-угла ($\Theta_{L0} = 4^\circ$). Отметим, что в этом случае диапазон резонансных энергий составляет $6 \div 1050$ кэВ.

На указанных рисунках для нескольких частиц с различными начальными фазами приведены временные зависимости для полной энергии электрона (панели *a*), экваториального питч-угла (панели *б*) и расстройки (панели *в*), а также фазовая плоскость ($d\Psi/dt, \Psi$). Заметим, что коэффициенты рассматриваемой системы уравнений явно зависят от времени, т. е. она неавтономна. Поэтому траектории на фазовой плоскости могут пересекаться (разные траектории попадают в одну и ту же точку в разные моменты времени). Отметим, что для угла волновой нормали $\chi = 25^\circ$ для пролётных частиц взаимодействие в двух областях резонанса можно считать независимым с точностью до того факта, что после взаимодействия в первой резонансной области частицы приобретают разброс по энергиям и экваториальному питч-углу. На рисунке также приведены зависимости полного изменения энергии ΔW и резонансных фаз $\Psi_{\text{res}j}$ в первой ($j = 1$) и второй ($j = 2$) точках резонанса ($\Delta = 0$) от начальной фазы. Среднее значение $\langle \Delta W \rangle$ и среднеквадратичное изменение $\sigma_W = \sqrt{\langle (\Delta W - \langle \Delta W \rangle)^2 \rangle}$ на панелях *г* отмечены горизонтальными линиями.

Невозмущённые параметры неоднородности для обоих значений энергии практически одинаковы: при $W_0 = 700$ кэВ $R_1 \approx 6,6$, $R_2 \approx 1,4$, при $W_0 = 10$ кэВ $R_1 \approx 6,7$, $R_2 \approx 1,8$. Однако проявления нелинейных эффектов при $R \gtrsim 1$ существенно зависят не только от невозмущённой величины R . Силовая группировка эффективна только при малых Θ_L , а проявления нелинейного сдвига точки резонанса характеризуются зависимостью $R(W_0, \Theta_{L0})$. Как следует из рис. 4 и 5, при разных энергиях приведённые выше значения R_1, R_2 соответствуют различным режимам взаимодействия.

При $W_0 = 700$ кэВ в обеих областях резонанса наблюдается линейное взаимодействие. Как можно видеть из рис. 4в, экваториальный питч-угол частиц практически не меняется, их энергия

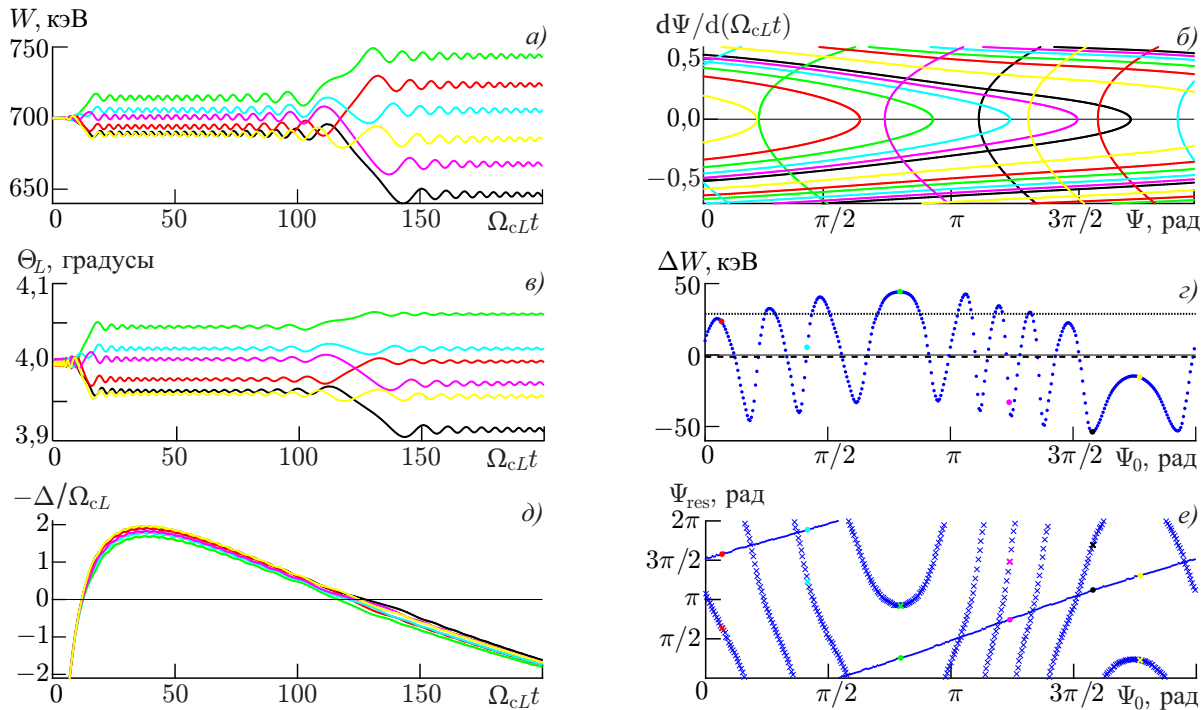


Рис. 4. Случай $\chi = 25^\circ$, $A = 0,2$ В/м, $W_0 = 150$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$. Временные реализации для полной энергии электрона (а), экваториального питч-угла (в) и расстройки (д) и фазовая плоскость (б). Зависимость изменения энергии от начальной фазы (з) и зависимость резонансной фазы в первой (точки) и второй (символы $\times$) точке резонанса от начальной фазы (е). Разные цвета на панелях а, б, в и д отвечают различным начальным фазам, соответствующие точки на панелях з, е выделены тем же цветом. Штриховая линия на панели з отвечает $\langle \Delta W \rangle$, пунктирная — σ_W

после взаимодействия в первой области резонанса находится в диапазоне $686 \text{ кэВ} < W_0 < 716 \text{ кэВ}$, после второй области $640 \text{ кэВ} < W_0 < 750 \text{ кэВ}$. В этом диапазоне энергий невозмущённый параметр неоднородности можно считать практически постоянным. Резонансная фаза в первой точке резонанса Ψ_{res1} линейно зависит от начальной фазы Ψ_0 . Для второй точки резонанса зависимость $\Psi_{\text{res2}}(\Psi_0)$ нелинейна, но по её значениям частицы равномерно распределены в интервале $[0, 2\pi]$.

Полное изменение энергии частицы осциллирует в зависимости от начальной фазы вследствие когерентного сложения эффектов от двух областей резонанса. При взаимодействии с пучками частиц, имеющими малый разброс по скоростям, такая зависимость может проявляться в частотном профиле инкремента или коэффициента усиления волн (см., например, работу [30] для случая свистовых волн).

Отметим, что, поскольку в обеих областях резонанса имеет место линейный режим, знаки изменения энергии в этих областях могут как совпадать (например, зелёная и чёрная кривые), так и различаться (красная и голубая кривые).

Среднее изменение энергии близко к нулю, среднеквадратичное изменение энергии достаточно мало: $\sigma_W \approx 30 \text{ кэВ} = 0,043W_0$.

При взаимодействии с АКР электронов с малыми начальными энергиями (в отличие от случая больших энергий) экваториальный питч-угол изменяется существенно: относительная величина изменений может достигать 100 % (см. рис. 5б). Поскольку невозмущённые параметры неоднородности R_1 и R_2 существенно зависят от Θ_{L0} (см. рис. 2), это может приводить к нелинейным эффектам, связанным со сдвигом точки резонанса.

Для $W_0 = 10$ кэВ при взаимодействии в первой области резонанса зависимость $\Psi_{\text{res1}}(\Psi_0)$ оста-

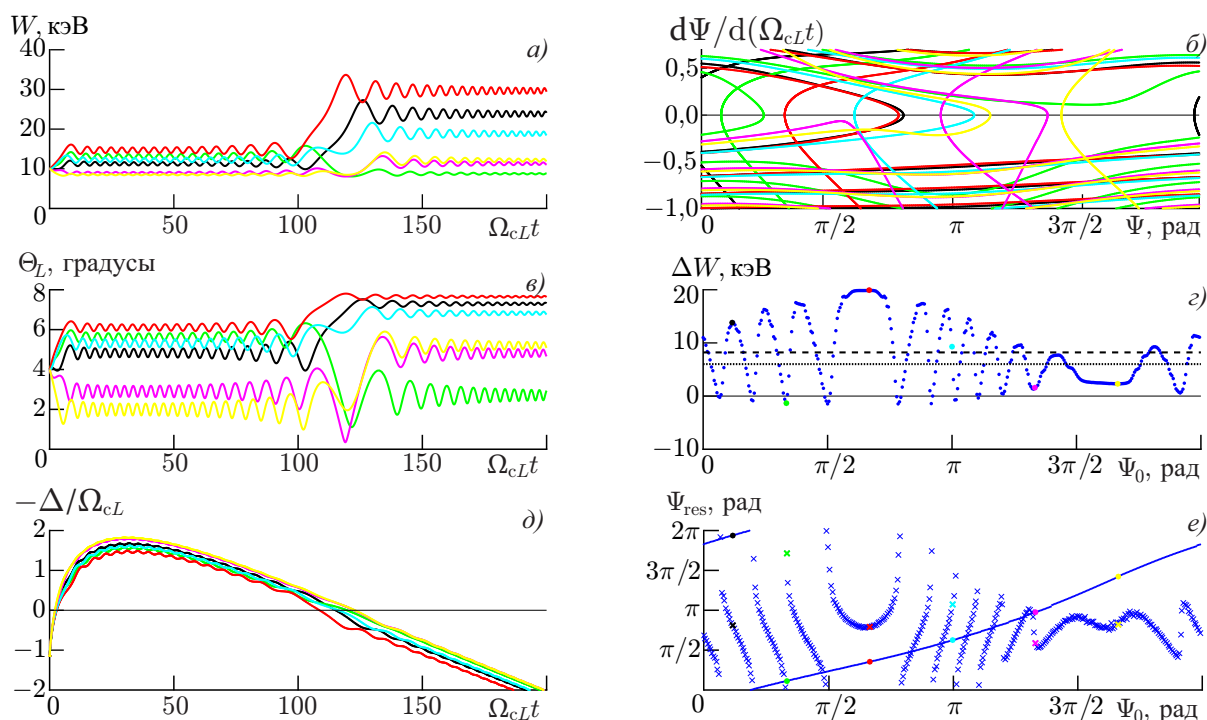


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для случая $\chi = 25^\circ$, $A = 0,2$ В/м, $W_0 = 10$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$

ётся линейной. Однако, как можно видеть из рис. 5а, изменение энергии больше у тех частиц, у которых энергия увеличивается, т. е. среднее по ансамблю изменение энергии положительно. Это связано с нелинейным смещением точки резонанса и зависимостью $R_1(W_0, \Theta_{L0})$, причём определяющей является зависимость $R_1(\Theta_{L0})$: увеличение питч-угла существенно уменьшает R_1 , что приводит к большему изменению энергии (в этой области значений начальной энергии параметр R_1 увеличивается с ростом W_0 , но его уменьшение вследствие увеличения питч-угла оказывается более существенным). Напомним, что в рассматриваемом случае знаки изменения энергии и экваториального питч-угла совпадают.

При входе во вторую область резонанса ансамбль частиц имеет достаточно большой разброс по экваториальному питч-углу, приобретённый в результате взаимодействия в первой области резонанса. Для частиц с максимальными питч-углами ($R_2 < 1$) имеет место бунчировка; для частиц с промежуточными питч-углами также имеет место нелинейное смещение точки резонанса, приводящее к среднему увеличению энергии. Для частиц с малыми экваториальными питч-углами реализуется режим силовой группировки, т. е. увеличение питч-угла при резонансном взаимодействии при малых питч-углах за счёт влияния силы Лоренца на фазу частицы [26, 27] (наиболее яркий пример иллюстрируют фиолетовые кривые; траектория на фазовой плоскости существенно отличается от линейного случая). По значениям резонансной фазы Ψ_{res2} частицы неравномерно распределены в интервале $[0, 2\pi)$; их максимальное число приходится на область $\Psi_{\text{res2}} = \pi/2 \div \pi$, что соответствует увеличению энергии.

Совместное действие всех указанных режимов приводит к тому, что энергия увеличивается практически для всех частиц в ансамбле (см. рис. 5з), усреднённое по начальной фазе изменение энергии положительно и достаточно велико: $\langle \Delta W \rangle \approx 8,2$ кэВ $\approx 0,82W_0$. Среднеквадратичное изменение энергии при этом меньше: $\sigma_W \approx 6,0$ кэВ $\approx 0,6W_0$. Экваториальный питч-угол частиц после взаимодействия изменяется в пределах $2^\circ \leq \Theta_L < 8^\circ$, усреднённое по фазе его изменение $\langle \Delta \Theta_L \rangle \approx 2,3^\circ$, среднеквадратичное изменение $\sigma_{\Theta_L} \approx 1,15^\circ$.

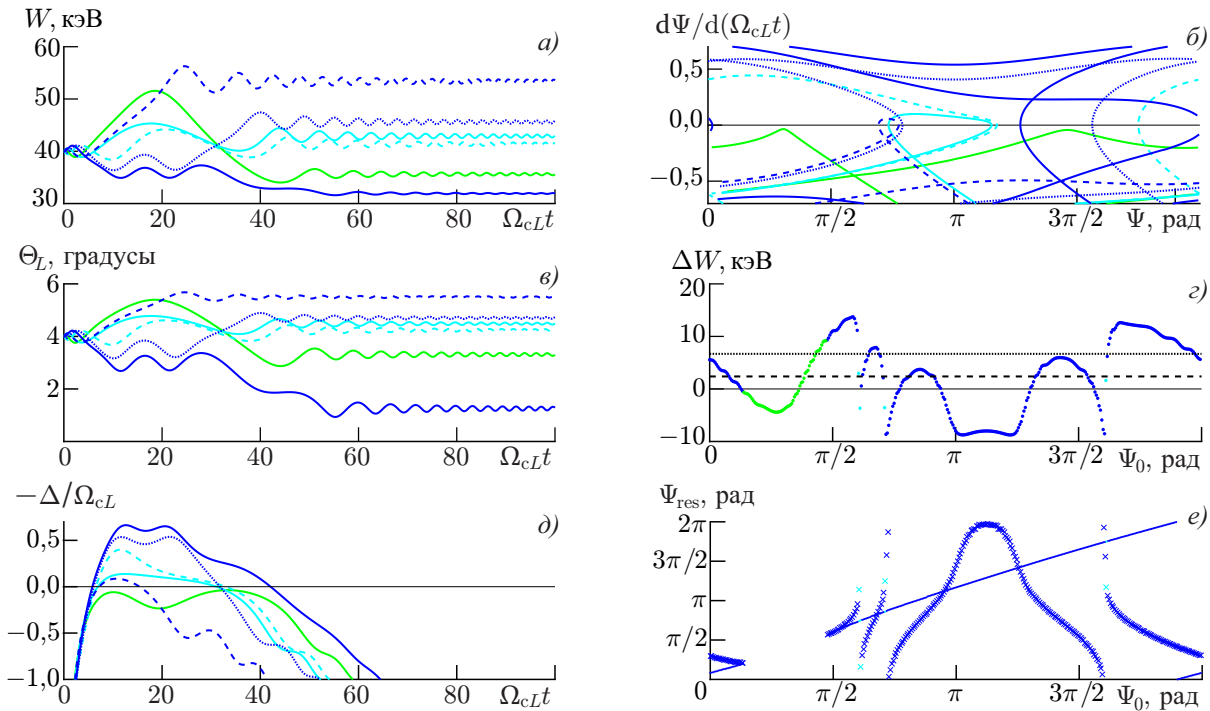


Рис. 6. Случай $\chi = 60^\circ$, $A = 0,2$ В/м, $W_0 = 40$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$. Временные реализации для полной энергии электрона (а), экваториального питч-угла (б) и расстройки (д) и фазовая плоскость (б). Разные кривые отвечают различным начальным фазам. Зависимость изменения энергии от начальной фазы (з) и зависимость резонансной фазы в первой (точки) и второй (×) точке резонанса от начальной фазы (е). Синие и голубые кривые (а, б, в и д) и маркеры (з, е) соответствуют пролётным частицам, зелёные — частицам, для которых точное условие резонанса не выполнено ни в одной точке. Штриховая линия на панели з отвечает $\langle \Delta W \rangle$, пунктирная — σ_W

Для пакета с бóльшим углом волновой нормали, $\chi = 60^\circ$, точки резонанса расположены ближе друг к другу и между ними укладывается малое число осцилляций частиц в поле волны. Однако и в этом случае для пролётных частиц можно обсуждать влияние каждой из областей резонанса по отдельности.

На рис. 6 приведён случай линейного взаимодействия в первой области резонанса и слабо нелинейного взаимодействия во второй области ($W_0 = 40$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$, $A = 0,2$ В/м). Невозмущённые значения характеристик эффективной неоднородности для рассматриваемых параметров составляют $R_1 \approx 1,75$, $R_2 \approx 0,66$.

Как видно из рис. 6е, резонансная фаза в первой точке резонанса линейно зависит от начальной, за исключением небольшого числа частиц, для которых условие резонанса не выполнено точно и поэтому невозможно определить резонансную фазу. Однако резонансное взаимодействие для этих частиц все равно имеет место, и данные частицы не выделяются на зависимости $\Delta W(\Psi_0)$. Таким образом, взаимодействие в первой резонансной области можно считать линейным. Резонансная фаза во второй точке резонанса, как и в предыдущем случае, принимает любые значения в интервале $[0, 2\pi)$, но частицы по этим значениям распределены неравномерно: бóльшая часть частиц сосредоточена в интервале $\Psi_{\text{res}2} = \pi/2 \div \pi$, что в рассматриваемом случае соответствует увеличению энергии. Подобная группировка значений резонансной фазы является следствием бунчировки.

В этом случае питч-угол при взаимодействии на первом резонансе изменяется в меньших пределах (за счёт большего значения энергии), и силовая группировка при взаимодействии на

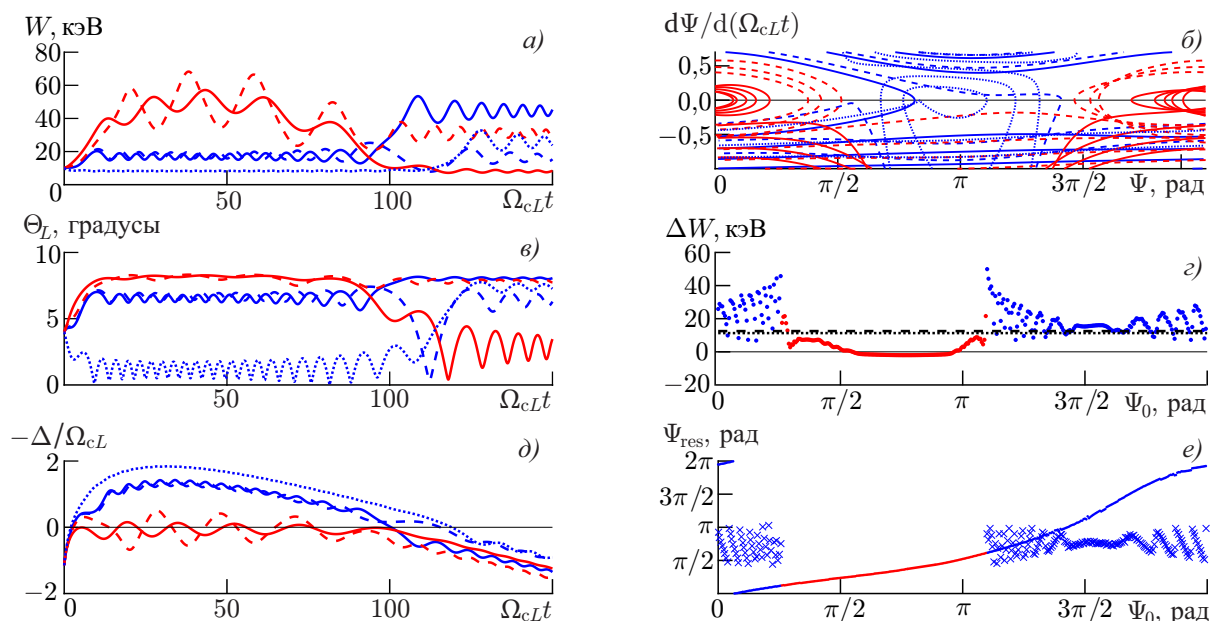


Рис. 7. Случай $\chi = 25^\circ$, $A = 0,4$ В/м, $W_0 = 10$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$. Временные реализации для полной энергии электрона (а), экваториального питч-угла (в) и расстройки (д) и фазовая плоскость (б). Разные кривые отвечают различным начальным фазам. Зависимость изменения энергии от начальной фазы (з) и зависимость резонансной фазы в первой (точки) и второй (символы $\times$) точке резонанса от начальной фазы (е). Синие кривые (а, б, в и д) и маркеры (з, е) соответствуют пролётным частицам, красные — захваченным частицам. Штриховая линия на панели з отвечает $\langle \Delta W \rangle$, пунктирная — σ_W

втором резонансе не наблюдается. Эффект нелинейного смещения точки резонанса имеет место (максимальное увеличение энергии превышает по абсолютной величине максимальное уменьшение). Среднее изменение энергии положительно и невелико: $\langle \Delta W \rangle \approx 2,4$ кэВ $\approx 0,06W_0$, среднеквадратичное изменение $\sigma_W \approx 6,8$ кэВ $\approx 0,17W_0$. Экваториальный питч-угол частиц после взаимодействия изменяется в пределах $0^\circ < \Theta_L < 6^\circ$. Усреднённое по фазе его изменение составляет $\langle \Delta \Theta_L \rangle \approx 0^\circ$, среднеквадратичное изменение $\sigma_{\Theta_L} \approx 1,4^\circ$. В конус потерь попадает небольшая доля частиц (около 14 %).

3.2. Нелинейные режимы

Рассмотрим область энергий, близкую к левой границе резонансного диапазона, когда параметры R_1 и R_2 возрастают с увеличением энергии и сравнительно невелики и относительно близки по значению. Также важную роль играет то, что для частиц с такими энергиями экваториальный питч-угол при резонансном взаимодействии существенно изменяется.

Результаты для случая $\chi = 25^\circ$, $A = 0,4$ В/м, $W_0 = 10$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$ представлены на рис. 7. Невозмущённые параметры эффективной неоднородности равны $R_1 = 3,35$, $R_2 = 0,9$. Эффект значительного уменьшения R при увеличении питч-угла в процессе взаимодействия приводит к тому, что даже при таких высоких невозмущённых значениях R заметная доля частиц (около 40 %) оказывается захваченной (красные кривые и маркеры). При обработке результатах захваченными считаются частицы, у которых точное условие резонанса $\Delta = 0$ за время пролёта через пакет выполнено более чем в двух точках; для этих частиц на рис. 7е указывается фаза в первой из этих точек. Изменение энергии захваченных частиц сравнительно невелико

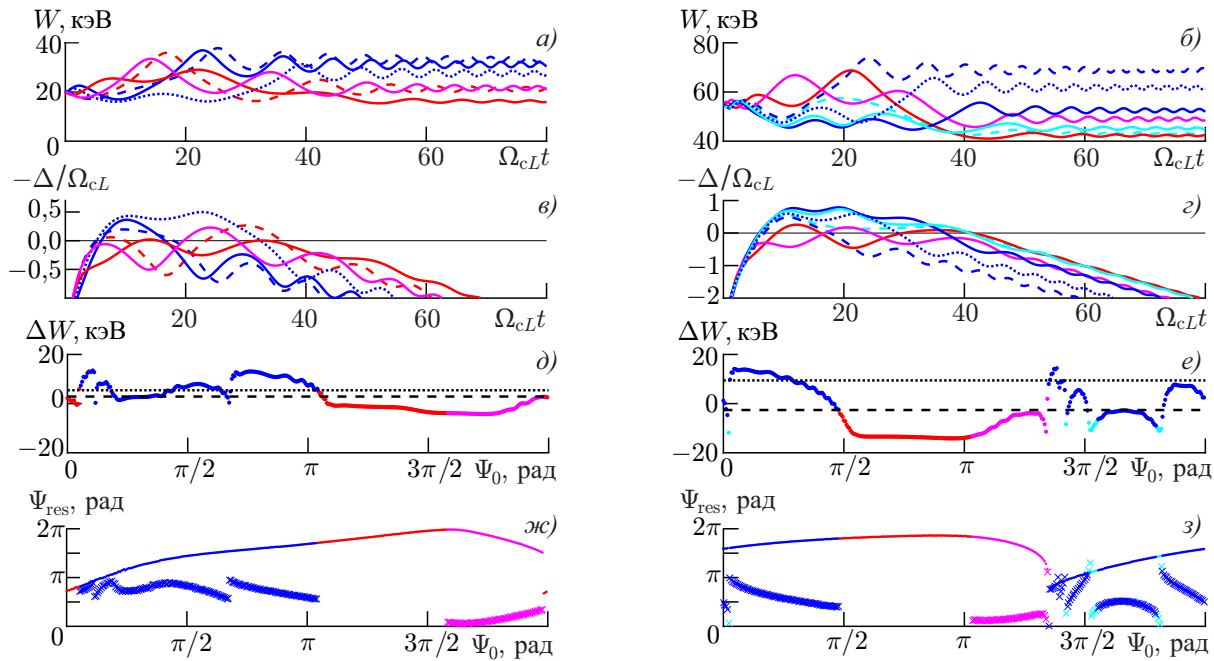


Рис. 8. Нелинейные режимы для случаев $\chi = 60^\circ$, $A = 0,4$ В/м, $\Theta_{L0} = 4^\circ$, $W_0 = 20$ кэВ (слева) и $W_0 = 55$ кэВ (справа). Временные реализации для полной энергии электрона (а, б) и расстройки (в, г), зависимость изменения энергии (д, е) и резонансной фазы в первой (точки) и второй (символы $\times$) точках резонанса от начальной фазы (ж, з). Синие кривые (а–г) и маркеры (д–з) соответствуют пролётным частицам, голубые — частицам, испытавшим направленное рассеяние, красные и фиолетовые — захваченным частицам. Штриховые линии на панелях д и е отвечают $\langle \Delta W \rangle$, пунктирные — σ_W

(в среднем меньше, чем изменение энергии пролётных частиц) и может принимать любой знак, т. е. влияют обе области резонанса. У всех пролётных частиц энергия увеличивается. В первой области резонанса для пролётных частиц взаимодействие близко к линейному, во второй — могут иметь место бунчировка (если в первой точке резонанса питч-угол увеличивался; сплошная синяя кривая), силовая группировка (если в первой точке питч-угол уменьшился; синяя пунктирная кривая) или комбинация направленного рассеяния и силовой группировки (если в первой точке питч-угол увеличился и уменьшение вследствие направленного рассеяния во второй точке резонанса оказалось слишком сильным; штриховая синяя кривая). Усреднённое по фазе изменение энергии также положительно и велико: $\langle \Delta W \rangle \approx 12,5$ кэВ $\approx 1,25W_0$. Среднеквадратичное изменение имеет примерно такую же величину. Экваториальный питч-угол частиц после взаимодействия изменяется в пределах $3^\circ < \Theta_L \leq 8^\circ$, усреднённое по фазе его изменение $\langle \Delta \Theta_L \rangle \approx 2,5^\circ$, среднеквадратичное изменение $\sigma_{\Theta_L} \approx 1,7^\circ$.

Результаты для случая $\chi = 60^\circ$, $A = 0,4$ В/м, $W_0 = 20$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$ представлены на рис. 8 слева. Невозмущённые значения параметров эффективной неоднородности равны $R_1 \approx 0,83$, $R_2 \approx 0,32$, т. е. нелинейные режимы возможны в обеих областях резонанса.

В данном случае точки резонанса расположены близко, поэтому выделить влияние первой точки достаточно затруднительно.

Как можно видеть из рис. 8в, д, и ж, примерно половина частиц в этом случае является захваченной. Здесь захваченными считаются не только частицы, у которых точное условие резонанса выполнено более чем в двух точках, но и частицы, для которых оно выполнено в двух точках, но по виду траекторий они ближе к захваченным, чем к пролётным (фиолетовые кривые

и маркеры). У большей части захваченных частиц энергия уменьшается (преобладание нелинейности во второй области резонанса), но есть заметная фракция захваченных частиц, у которой энергия увеличивается (существенное влияние первой области).

У всех пролётных частиц (синие кривые и маркеры) энергия увеличивается. Как можно видеть из рис. 7ж, резонансная фаза в первой точке резонанса нелинейно зависит от начальной фазы и принимает значения в интервале $3\pi/4 < \Psi_{\text{res1}} < 7\pi/4$, что соответствует уменьшению энергии и может являться проявлением бунчировки. Резонансная фаза пролётных частиц во второй точке резонанса сосредоточена в интервале от $\pi/2$ до π , что можно считать проявлением как бунчировки, так и силовой группировки (явно выделить силовую группировку затруднительно из-за близости и взаимного влияния двух областей резонанса). Увеличение энергии во второй точке резонанса оказывается более существенным, чем уменьшение в результате взаимодействия в первой точке.

Увеличение энергии вследствие бунчировки частиц оказывается более сильным, чем уменьшение в результате захвата ($\Delta W_{\text{max}} \approx 15$ кэВ, $\Delta W_{\text{min}} \approx -5$ кэВ). Среднее изменение энергии положительно: $\langle \Delta W \rangle \approx 3$ кэВ $\approx 0,15W_0$, среднеквадратичное изменение превышает его примерно вдвое. Экваториальный питч-угол частиц после взаимодействия изменяется в пределах $1,5^\circ < \Theta_L < 6,5^\circ$, усреднённое по фазе его изменение равно $\langle \Delta \Theta_L \rangle \approx 0,4^\circ$, среднеквадратичное изменение $\sigma_{\Theta_L} \approx 1,5^\circ$. В конус потерь попадает примерно 5 % частиц (для всех таких частиц имел место захват с преобладанием влияния второй области резонанса).

Заметим, что количественный эффект нелинейности с точки зрения изменения энергии частиц (как относительный, так и абсолютный) больше для случая $\chi = 25^\circ$, $W_0 = 10$ кэВ, чем для случая $\chi = 60^\circ$, $W_0 = 20$ кэВ, хотя невозмущённые параметры эффективной неоднородности заметно меньше во втором случае. Это связано с тем, что при меньшей начальной энергии электрона экваториальный питч-угол изменяется сильнее, что, во-первых, может значительно уменьшить R_2 (при увеличении питч-угла в первом резонансе), а во-вторых, делает более эффективным режим силовой группировки (при уменьшении питч-угла в первом резонансе). Напомним, что при большем угле волновой нормали, $\chi = 60^\circ$, малые энергии $W_0 < 15$ кэВ находятся за пределами резонансного диапазона при рассматриваемых Θ_L .

Случай, соответствующей энергии, близкой к правой границе диапазона резонансных энергий, для пакета с $\chi = 60^\circ$ представлен на рис. 8 справа ($W_0 = 55$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$).

Невозмущённые значения параметров эффективной неоднородности составляют $R_1 \approx 0,65$, $R_2 \approx 0,29$, т. е. также возможно нелинейное взаимодействие в обеих областях резонанса. Здесь практически для всех захваченных частиц имеет место уменьшение энергии, т. е. влияние второй области преобладает. В отличие от предыдущего случая ($W_0 = 20$ кэВ, $\Theta_{L0} = 4^\circ$), есть фракция пролётных частиц, у которых энергия уменьшается. Это частицы с двумя типами траекторий. В одном случае также имело место уменьшение энергии в первой области и увеличение во второй (вследствие бунчировки), однако уменьшение в первой области оказалось более существенным (синяя сплошная кривая на рис. 8б и г). В другом случае (голубые кривые и маркеры) имеет место режим направленного рассеяния во второй точке резонанса: как можно видеть из рис. 8г, для этих частиц приближённо выполнено условие резонанса второго порядка (19).

Для случая, представленного на рис. 8г, максимальные увеличение и уменьшение энергии близки по величине, среднее изменение отрицательно и невелико: $\langle \Delta W \rangle \approx 2,6$ кэВ $\approx 0,05W_0$, среднеквадратичное изменение составляет $\sigma_W \approx 10$ кэВ $\approx 0,18W_0$. Экваториальный питч-угол частиц после взаимодействия изменяется в пределах $0,4^\circ < \Theta_L < 5,2^\circ$, усреднённое по фазе его изменение равно $\langle \Delta \Theta_L \rangle \approx -0,9^\circ$, среднеквадратичное изменение $\sigma_{\Theta_L} \approx 1,6^\circ$. В конус потерь попадает 30 % частиц.

Существенно нелинейный режим для частиц с энергиями $W_0 > 15$ кэВ при взаимодействии

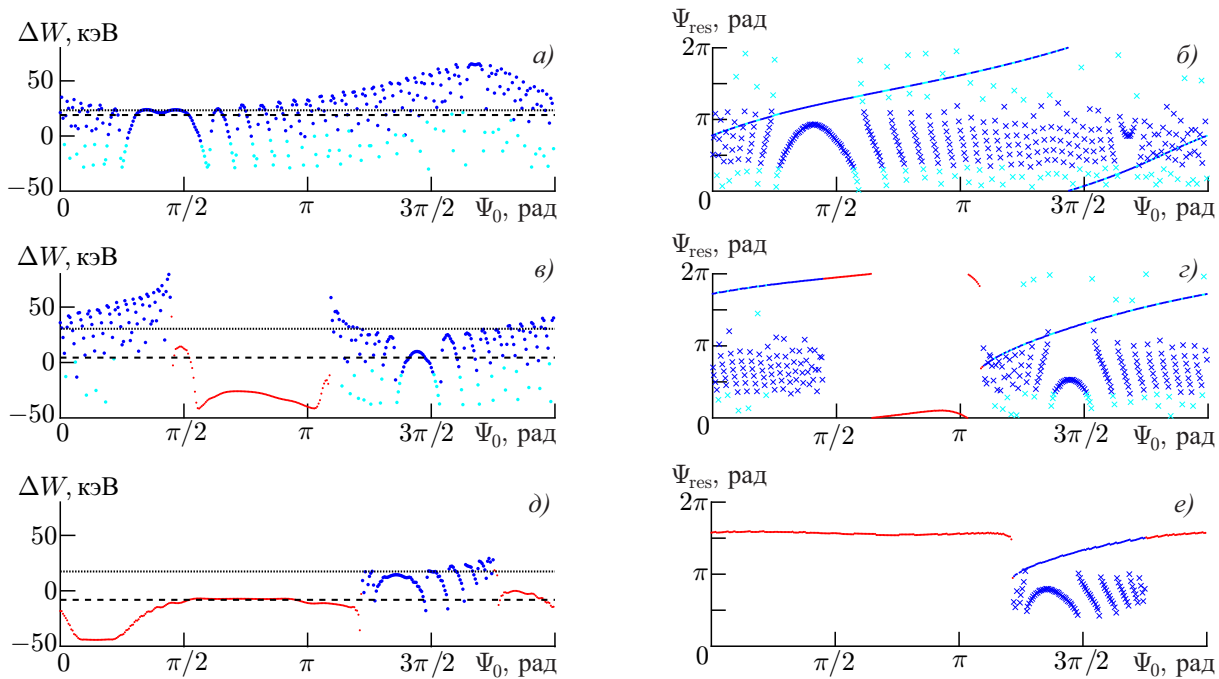


Рис. 9. Примеры нелинейных режимов для $\Theta_{L0} = 6^\circ$ (первая строка), 7° (вторая строка), 8° (третья строка). Случай $\chi = 25^\circ$, $A = 0,4$ В/м, $W_0 = 60$ кэВ. Зависимость изменения энергии от начальной фазы (а, в, д) и зависимость резонансной фазы в первой (точки) и второй (символы $\times$) точке резонанса от начальной фазы (б, г, е). Синие маркеры соответствуют пролётным частицам, голубые — частицам, испытавшим направленное рассеяние, красные — захваченным частицам. Штриховые линии на панелях а, в, д отвечают $\langle \Delta W \rangle$, пунктирные — σ_W

с пакетом с $\chi = 25^\circ$ возможен только для начальных питч-углов $\Theta_{L0} > 5^\circ$. Для отдельных частиц в этом случае могут иметь место нелинейное смещение точки резонанса (в первой области резонанса), бунчировка и направленное рассеяние во второй области и захват частиц полем волны с преобладанием влияния любой из областей резонанса. Отметим, что во всех рассмотренных случаях, даже если точки резонанса достаточно удалены друг от друга, захват происходит уже в первой области резонанса, а выход из захвата — после прохождения второй области.

На рис. 9 представлены зависимости изменения энергии и фазы в точках резонанса от начальной фазы для $W_0 = 60$ кэВ и трёх значений начального питч-угла (параметры эффективной неоднородности уменьшаются с ростом Θ_{L0}).

При $\Theta_{L0} = 6^\circ$ невозмущённые параметры эффективной неоднородности равны $R_1 \approx 2,68$, $R_2 \approx 0,6$. Взаимодействие в первой резонансной области близко к линейному (Ψ_{res} линейно зависит от Ψ_0 , см. рис. 9б), хотя возможен эффект нелинейного смещения точки резонанса, приводящий к увеличению энергии. При взаимодействии во втором резонансе возможны два нелинейных режима: бунчировка, приводящая к увеличению энергии, и направленное рассеяние, приводящее к её уменьшению. В результате первого режима одна фракция частиц испытывает заметное ускорение, в результате второго у другой фракции частиц энергия уменьшается. В целом бунчировка является более эффективной: $\langle \Delta W \rangle \approx 19$ кэВ $\approx 0,32W_0$, однако среднеквадратичное изменение энергии превышает среднее: $\sigma_W \approx 23,4$ кэВ $\approx 0,39W_0$. Экваториальный питч-угол после взаимодействия в этом случае изменяется в достаточно широких пределах, от 1° до $7,3^\circ$; $\langle \Delta \Theta_L \rangle \approx 0,2^\circ$, среднеквадратичное изменение равно $\sigma_{\Theta_L} \approx 1,2^\circ$. В конус потерь попадает малая доля частиц (около 2 %).

При $\Theta_{L0} = 7^\circ$ невозмущённые параметры эффективной неоднородности $R_1 \approx 1,23$, $R_2 \approx 0,4$.

В этом случае взаимодействие в первом резонансе уже не является линейным (Ψ_{res} нелинейно зависит от Ψ_0 , в том числе и для пролётных частиц, см. рис. 9з). Имеют место все три нелинейных режима с $R < 1$; для большей доли захваченных частиц преобладает влияние второй области резонанса ($\Delta W < 0$). Среднее изменение энергии здесь также положительно, но невелико: $\langle \Delta W \rangle \approx 4,4 \text{ кэВ} \approx 0,07 W_0$, в то время как её среднеквадратичное изменение существенно: $\sigma_W \approx 30,4 \text{ кэВ} \approx 0,51 W_0$. Экваториальный питч-угол после взаимодействия в этом случае изменяется от $1,4^\circ$ до $7,7^\circ$; $\langle \Delta \Theta_L \rangle \approx -0,5^\circ$, среднеквадратичное изменение равно $\sigma_{\Theta_L} \approx 1,5^\circ$. В конус потерь также попадает около 2 % частиц.

При $\Theta_{L0} = 8^\circ$ невозмущённые параметры эффективной неоднородности $R_1 \approx 0,2$, $R_2 \approx 0,14$. В этом случае взаимодействие в обеих областях резонанса существенно нелинейно. Доля захваченных частиц превышает 70 %, при этом для большей их части суммарное изменение энергии близко к нулю, т.е. имеет место компенсация эффектов в двух областях резонанса с разными знаками эффективной неоднородности. Отметим, что эта компенсация происходит только в случае постоянных или слабо меняющихся параметров волны. В частности, если амплитуда волны существенно меньше в области первого резонанса, захват частицы не происходит (как сказано выше, попадание в режим захвата всегда происходит в первой области). Если амплитуда сильно уменьшается во второй области, то энергия частиц в результате взаимодействия увеличивается — это эквивалентно взаимодействию с очень коротким пакетом, когда частица вылетает из него до окончания резонансного взаимодействия.

Для всех пролётных частиц в обеих областях резонанса имеет место бунчировка (см. диапазон резонансных фаз на рис. 9е), при этом в первой области она приводит к уменьшению энергии, во а второй — к увеличению. Суммарное изменение энергии положительно для большинства частиц.

Поскольку увеличение энергии для пролётных частиц относительно невелико, а для заметной доли захваченных частиц преобладание влияния второй области резонанса приводит к значительному уменьшению энергии (см. рис. 9д), то среднее изменение энергии отрицательно: $\langle \Delta W \rangle \approx -8,1 \text{ кэВ} \approx -0,14 W_0$. Среднеквадратичное её изменение примерно в два раза больше: $\sigma_W \approx 17,4 \text{ кэВ} \approx 0,29 W_0$. Максимальное уменьшение экваториального питч-угла имеет место для некоторой доли захваченных частиц и составляет примерно $2,5^\circ$ (такого уменьшения недостаточно для попадания в конус потерь). Для остальных частиц изменение Θ_L близко к нулю, $\langle \Delta \Theta_L \rangle \approx -0,3^\circ$, среднеквадратичное изменение составляет $\sigma_{\Theta_L} \approx 0,7^\circ$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе анализировалось резонансное взаимодействие энергичных электронов с волновым пакетом АКР с постоянными частотой ($f = 55 \text{ кГц}$), углом волновой нормали ($\chi = 60^\circ$ и 25°) и амплитудой ($A = 0,2$ и $0,4 \text{ В/м}$). Сформулируем кратко основные результаты работы.

Резонансное взаимодействие релятивистских электронов с волной АКР в первом циклотронном резонансе возможно только в окрестности высоты отсечки. При этом существуют две точки резонанса с противоположными знаками эффективной неоднородности, характерное расстояние между которыми по высоте меняется от нуля (слияние точек резонанса) до $500 \div 4000 \text{ км}$. При реалистичных значениях амплитуды волны взаимодействие может быть существенно нелинейным.

Для рассмотренных волновых пакетов диапазон резонансных энергий электронов составляет $7 \div 120 \text{ кэВ}$ при $\chi = 60^\circ$ и $2 \div 1500 \text{ кэВ}$ при $\chi = 25^\circ$. При этом в обоих случаях эффективное (т.е. приводящее к существенному изменению параметров частиц) взаимодействие возможно при $W_0 \lesssim 100 \text{ кэВ}$.

При резонансном взаимодействии для отдельной частицы знак изменения экваториального

питч-угла (максимальной высоты точки отражения) и знак изменения энергии совпадают. Поскольку абсолютные значения параметров эффективной неоднородности существенно убывают с ростом экваториального питч-угла, нелинейное смещение точки резонанса при $R \gtrsim 1$ приводит к среднему увеличению питч-угла и энергии частиц. Режим силовой группировки при $R \gtrsim 1$ вызывает увеличение энергии и питч-угла для частиц с малыми экваториальными питч-углами. Для рассмотренных волновых пакетов силовая группировка эффективна во второй резонансной области для частиц с $\Theta_L \leq 2^\circ$. Совместное действие режимов силовой группировки и нелинейного смещения точки резонанса приводит к значительному ускорению частиц с небольшими энергиями $W_0 = 7 \div 30$ кэВ при взаимодействии с пакетом с $\chi = 25^\circ$ и $A = 0,2$ В/м.

При $R < 1$ для пролётных частиц возможны два режима взаимодействия: фазовая бунчировка частиц и направленное рассеяние. При $R_2 < 1$ независимо от значения параметра R_1 практически для всех пролётных частиц преобладает влияние второй резонансной области, т.е. области с отрицательной эффективной неоднородностью. Таким образом, бунчировка приводит к увеличению энергии и питч-угла частиц, направленное рассеяние — к их значительному уменьшению. Бунчировка имеет место для большего числа частиц, так что в целом энергия пролётных частиц увеличивается.

При захвате частиц полем волны на частицу влияют обе области резонанса. В случае, когда влияние обеих областей сравнимо (значения R_1 и R_2 близки друг к другу), параметры захваченных частиц практически не изменяются в результате взаимодействия. Это возможно для частиц с небольшими энергиями (вблизи нижней границы резонансного диапазона) и/или большими питч-углами (вблизи верхней границы резонансного диапазона). В случае, когда отличие между R_1 и R_2 существенно, преобладает влияние резонансной области с отрицательной неоднородностью, т.е. энергия и питч-угол захваченных частиц уменьшаются.

В целом при нелинейном взаимодействии ($R < 1$) эффективное ускорение возможно для частиц с небольшими энергиями $W_0 = 7 \div 30$ кэВ (преобладание режима бунчировки в области с отрицательной эффективной неоднородностью). Наибольшее усредненное по фазе увеличение энергии (для всего ансамбля частиц) достигает 150 % и имеет место для частиц с $\Theta_{L0} = 4^\circ \div 5^\circ$ при взаимодействии с пакетом с $\chi = 25^\circ$, $A = 0,4$ В/м. Эффективное уменьшение энергии (существенная роль захвата частиц при преобладании области с отрицательной эффективной неоднородностью) возможно для частиц с энергиями $W_0 = 30 \div 100$ кэВ. Наибольшее усреднённое уменьшение энергии достигает 10 % и имеет место при взаимодействии с пакетом с $\chi = 60^\circ$ и $A = 0,4$ В/м.

Экваториальный питч-угол частиц после взаимодействия может изменяться в пределах $0^\circ < \Theta_{L0} \leq 8^\circ$. Попадание в конус потерь возможно для небольшой фракции частиц с начальными энергиями $10 \div 100$ кэВ и экваториальными питч-углами $\Theta_{L0} < 8^\circ$.

Отметим, что эффект существенного ускорения электронов с малыми энергиями $W_0 \lesssim 30$ кэВ имеет место и при взаимодействии с пакетами АКР с другими параметрами f и χ (при условии, что данные энергии входят в резонансный диапазон). При увеличении частоты или уменьшении угла волновой нормали область эффективного ускорения сдвигается к меньшим значениям начальных энергий.

Целью данной работы было выяснение ожидаемых максимальных эффектов резонансного взаимодействия энергичных электронов с квазимонохроматическим пакетом аврорального километрового радиоизлучения в различных режимах. В следующей работе будет проведён анализ интегральных характеристик режимов взаимодействия и рассмотрена эволюция функции распределения частиц.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 15-12-20005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Сазонов Ю. А., Тарасов А. Ф. // Космические исследования. 1965. Т. 3, № 4. С. 614–617.
2. Gurnett D. A. // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 4227–4238. <https://doi.org/10.1029/JA079i028p04227>
3. Gurnett D. A. // J. Geomagnetism and Geoelectricity. 1978. V. 30, No. 3. P. 257–272. <https://doi.org/10.5636/jgg.30.257>
4. Benson R. F., Calvert W. // Geophys. Res. Lett. 1979. V. 6. P. 479–482. <https://doi.org/10.1029/GL006i006p00479>
5. Calvert W. // Geophys. Res. Lett. 1981. V. 8. P. 919–921. <https://doi.org/10.1029/GL008i008p00919>
6. Schreiber R. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2005. V. 110, No. A11. Art. no. A11222. <https://doi.org/10.1029/2004JA010903>
7. Могилевский М. М., Романцова Т. В., Ханаш Я. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 86, № 11. С. 819–821.
8. Wu C. S., Lee L. C. // Astrophysical J. 1979. V. 230. P. 621–626. <https://doi.org/10.1086/157120>
9. Истомин Я. Н., Похотелов О. А., Хабазин Ю. Г. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1985. Т. 25, № 2. С. 272–277.
10. Pritchett P. L. // J. Geophys. Res. Space Phys. 1984. V. 89, No. A10. P. 8957–8970. <https://doi.org/10.1029/JA089iA10p08957>
11. Pritchett P. L., Strangeway R. J., Ergun R. E., Carlson C. W. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2002. V. 107, No. A12. Art. no. 1437. <https://doi.org/10.1029/2002JA009403>
12. Буринская Т. М., Rauch J. L. // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 1. С. 32–42.
13. Буринская Т. М., Шевелев М. М. // Физика плазмы. 2016. Т. 42, № 10. С. 884–890.
14. Gurnett D. A., Anderson R. R., Scarf F. L., et al. // Space Sci. Rev. 1979. V. 23, No. 1. P. 103–122. <https://doi.org/10.1007/BF00174114>
15. Gurnett D. A., Anderson R. R. // Geophys. Monograph Series. V. 25. Physics of Auroral Arc Formation / ed. by S. Akasofu, J. Kan. Washington, D.C. : American Geophysical Union, 1981. P. 341–350. <https://doi.org/10.1029/GM025p0341>
16. Morioka A., Oya H., Miyatake S. // J. Geomagnetism and Geoelectricity. 1981. V. 33, No. 1. P. 37–62. <https://doi.org/10.5636/jgg.33.37>
17. Menietti J. D., Persoon A. M., Pickett J. S., Gurnett D. A. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2000. V. 105. P. 18857–18866. <https://doi.org/10.1029/1999JA000389>
18. Karpman V. I., Istomin Y. N., Shklyar D. R. // Plasma Phys. 1974. V. 16, No. 8. P. 685–703. <https://doi.org/10.1088/0032-1028/16/8/001>
19. Albert J. M. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 2744–2750. <https://doi.org/10.1063/1.860715>
20. Albert J. M. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2000. V. 105. P. 21191–21209. <https://doi.org/10.1029/2000JA000008>
21. Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю., Райкрофт М., Нанн Д. // Геомагнетизм и аэронавигация. 2006. Т. 46, № 6. С. 751–757.
22. Albert J. M., Bortnik J. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36, No. 12. Art. no. L12110. <https://doi.org/10.1029/2009GL038904>
23. Kubota Y., Omura Y. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2017. V. 122, No. 1. P. 293–309. <https://doi.org/10.1002/2016JA023267>
24. Грач В. С., Демехов А. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 12. С. 1052–1071.
25. Lee K. H., Omura Y., Lee L. C. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19, No. 12. Art. no. 122902.

- <https://doi.org/10.1063/1.4772059>
26. Grach V. S., Demekhov A. G. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2020. V. 125, No. 2. Art. no. e2019JA027358. <https://doi.org/10.1029/2019JA027358>
27. Лундин Б. В., Шкляр Д. Р. // Геомагнетизм и аэрономия. 1977. Т. 17, № 2. С. 246–251.
28. Шкляр Д. Р. // Плазменная гелиогеофизика. Т. II / под ред. Л. М. Зелёного, И. С. Веселовского. М. : Физматлит, 2008. С. 391–490.
29. Albert J. M., Tao X., Bortnik J. // Geophys. Monograph Series. V. 199. Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere / ed. by D. Summers, I. R. Mann, D. N. Baker, M. Schulz. Washington, D.C. : American Geophysical Union, 2013. P. 255–264. <https://doi.org/10.1029/2012gm001324>
30. Hobara Y., Trakhtengerts V. Y., Demekhov A. G., Hayakawa M. // J. Geophys. Res. Space Phys. 1998. V. 103, No. 9. P. 20 449–20 458. <https://doi.org/10.1029/98JA01746>

Поступила в редакцию 19 февраля 2020 г.; принята в печать 30 марта 2020 г.

REGIMES OF RESONANT INTERACTIONS OF ELECTRONS WITH AURORAL KILOMETRIC RADIATION

V. S. Grach and A. G. Demekhov

We analyze the resonant interaction of energetic electrons with auroral kilometric radiation (AKR). Possible regimes of such an interaction are studied on the basis of a numerical solution of the particle motion equations in a given field of a quasimonochromatic AKR wave packet. It is shown that for realistic wave amplitudes 0.2–0.4 V/m, the interaction can be highly nonlinear. As a result of nonlinear interaction, both a substantial (approximately twofold) acceleration of particles and a decrease in their energy (by about 20–50%) are possible. With realistic plasma and wave packet parameters, electrons with initial energies of the order of 10 keV are accelerated, and for electrons with initial energies of several tens of keV, the interaction leads to a decrease in energy.