

О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ МИКРОВОЛНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ЦЕНТРОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

В. В. Железняков, Е. Я. Злотник

Астрономический журнал. 1980. Т. 57, вып. 4. С. 778–789

Обсуждаются различные варианты частотных спектров теплового циклотронного радиоизлучения из активных районов солнечной атмосферы, обладающие тонкой структурой. Указаны условия в центре активности (типы распределений магнитного поля и кинетической температуры по высоте), которые обеспечивают формирование частотных спектров, содержащих систему циклотронных линий и высокочастотных уступов. Для каждого типа распределений частотный спектр и поляризация излучения имеют специфический характер, позволяющий вести диагностику центра активности по виду тонкой структуры микроволнового радиоизлучения Солнца. Сформулированы требования к радиоастрономической аппаратуре и антенным системам, которые могут обеспечить не только уверенное обнаружение тонкой структуры, но и диагностику корональной плазмы.

1. Все явления в микроволновом радиоизлучении Солнца происходят на фоне S -компоненты — медленно меняющегося излучения локальных источников, расположенных в активных областях короны и хромосферы над пятнами и флоккулами. Особенности S -компоненты — плавный частотный спектр с максимумом в районе $\lambda_{\text{max}} \approx 5 \div 10$ см, отсутствие поляризации в области $\lambda > \lambda_{\text{max}}$ и поляризованный характер излучения с $\lambda < \lambda_{\text{max}}$, соответствующий необыкновенным волнам, — были объяснены на основе объединенного действия теплового циклотронного и тормозного механизмов еще в 1962–1963 гг. [1, 2]. Дальнейший прогресс в теории радиоизлучения S -компоненты заключался в анализе различных моделей активных областей, расчете ожидаемых характеристик циклотронного (и тормозного) радиоизлучения в этих моделях и сопоставлении полученных характеристик с наблюдаемыми (см. [3–5] и более поздние работы). Однако недавно в [6, 7] было обращено внимание на то обстоятельство, что тепловое циклотронное радиоизлучение нейтральных токовых слоев в короне должно иметь характер отдельных циклотронных линий. В случае достаточно высокой кинетической температуры плазмы в этих слоях ($T \approx 10^7 \div 10^8$ К) эти линии могут быть зарегистрированы на фоне S -компоненты, преимущественно в излучении второй и третьей гармоник электронной гирочастоты $\omega_B = eB/mc$. Тонкую структуру типа циклотронных линий, по-видимому, следует ожидать в предвспышечные периоды развития активной области, когда формирование горячих нейтральных токовых слоев наиболее вероятно. Отмеченная возможность появления узкополосных деталей в частотном спектре микроволнового радиоизлучения, а также случаи регистрации [8] крутых наклонов и узкополосных деталей в спектре радиоизлучения локальных источников на Солнце побудила авторов более внимательно рассмотреть другие варианты происхождения тонкой структуры. Результаты проведенного анализа и представлены в настоящей статье.

2. Прежде чем перейти к обсуждению различных вариантов появления тонкой структуры в микроволновом солнечном радиоспектре, напомним особенности действия циклотронного механизма в неоднородном магнитном поле над солнечными пятнами и условия генерации обычной S -компоненты (подробнее см. [9], § 29 и [10], § 13).

Как известно, нерелятивистские электроны в магнитном поле излучают и поглощают электромагнитные волны на частотах $\omega \simeq s\omega_B$ ($s = 1, 2, 3, \dots$ — номер циклотронной гармоники). Поэтому в неоднородном магнитном поле циклотронное излучение и поглощение волн частоты ω плазмой происходит в гирорезонансных слоях, где гирочастота

$$\omega_B \simeq \omega/s. \quad (1)$$

В обычных условиях солнечной короны и хромосферы оптическая толщина этих слоев τ различна для обыкновенных и необыкновенных волн: если для первых $\tau_{об} > 1$ в слоях, соответствующих гармоникам $s \leq 2$, то для вторых $\tau_{необ} > 1$ в слоях, где $s \leq 3$. В обоих случаях для более высоких гармоник гирорезонансные слои оптически тонкие ($\tau \ll 1$).

В основе теории S -компоненты лежит представленная на рис. 1, а модель активной области над пятном. Согласно этому рисунку ¹, гирочастота ω_B (и магнитное поле B) монотонно убывает с ростом высоты h над фотосферой, а кинетическая температура плазмы увеличивается от хромосферных значений ($T_{ch} \approx 10^4 \div 3 \cdot 10^4$ К) до величин, отличающих активную корону ($T_c \approx 3 \cdot 10^6$ К). В магнитных полях типа представленного на рис. 1 гирорезонансные слои (1), соответствующие более высоким гармоникам, располагаются на больших высотах в солнечной атмосфере (ближе к наблюдателю). Это обстоятельство вместе с указанными выше значениями оптических толщин $\tau_{необ}$, $\tau_{об}$ гирорезонансных слоев позволяет заключить, что второй гирорезонансный слой служит эффективным источником циклотронного излучения на обыкновенных волнах, а третий гирорезонансный слой — источником излучения на необыкновенных волнах. Эффективная температура обыкновенной компоненты излучения

$$T_{эфф} = T(h_2), \quad (2)$$

где h_2 — высота, на которой располагается второй гирорезонансный слой с гирочастотой $\omega_B = \omega/2$; эффективная температура необыкновенной компоненты

$$T_{эфф} = T(h_3), \quad (3)$$

где h_3 — высота третьего гирорезонансного слоя $\omega_B = \omega/3$ (см. (1)). Излучение из более глубоких слоев поглощается соответственно на уровнях h_2 и h_3 , а вклад оптически тонких гирорезонансных слоев, отвечающих более высоким гармоникам, несуществен. Сказанного достаточно, чтобы построить частотный спектр S -компоненты —

¹ Этот рисунок, равно как и все последующие рисунки в нашей статье (за исключением графиков на рис. 3), имеет схематический характер.

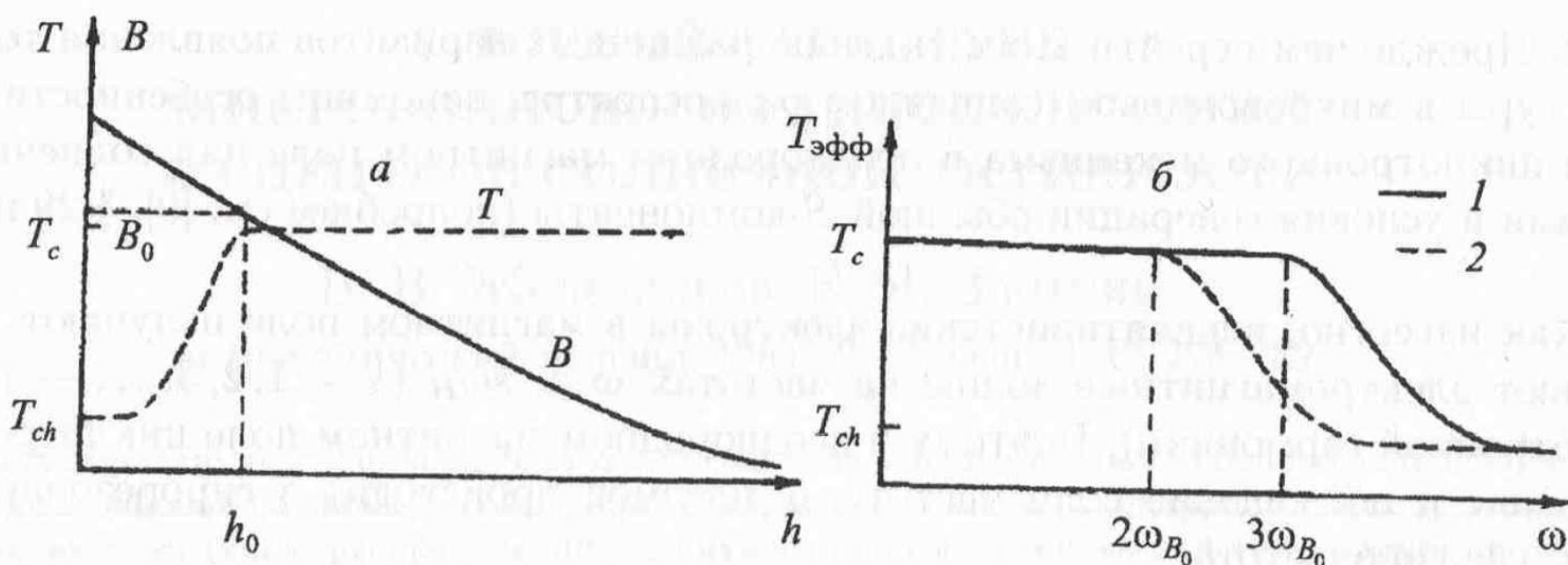


Рис. 1. Модель стандартного источника S -компоненты: a — изменение магнитного поля B и кинетической температуры T с высотой (h_0 — нижняя граница короны, B_0 — магнитное поле на этом уровне); b — частотный спектр излучения; 1 — необыкновенная волна, 2 — обыкновенная волна

зависимость $T_{эфф}(\omega)$ для волн обоих типов; такая зависимость представлена на рис. 1, b . Из этого рисунка ясно, что для необыкновенного излучения $T_{эфф} = T_c$ на частотах $\omega < 3\omega_{B_0}$, соответствующих локализации третьего гирорезонансного уровня в короне — на высотах $h > h_0$. На более высоких частотах уровень $s = 3$ опускается в хромосферу. В переходной области $T_{эфф}$ быстро падает, приближаясь к значению T_{ch} . Такая же картина имеет место и для обыкновенной составляющей излучения, но падение $T_{эфф}$ начинается раньше — на частоте $\omega = 2\omega_{B_0}$, соответствующей моменту перехода уровня $s = 2$ на высоты $h < h_0$. Из рис. 1, b следует, что тепловое циклотронное излучение в стандартной модели S -компоненты не поляризовано на низких ($\omega < 2\omega_{B_0}$) и высоких ($\omega < 3\omega_{B_0}$) частотах и сравнительно сильно поляризовано в интервале промежуточных частот $2\omega_{B_0} < \omega < 3\omega_{B_0}$, для которых один из гирорезонансных уровней $s = 2, 3$ или оба вместе располагаются в переходной области от хромосферы к короне с сильным градиентом температуры.

Следует отметить, что в настоящей статье все частотные спектры представлены в форме зависимости $T_{эфф}(\omega)$, а не интенсивности излучения I от частоты. Для перехода от $T_{эфф}(\omega)$ к $I(\omega)$ следует учесть, что $I \sim \omega^2 T_{эфф}$. Для спектра необыкновенной составляющей на рис. 1, b такой пересчет приведет к зависимости $I_{необ} \sim \omega^2$ на частотах $\omega < 3\omega_{B_0}$ и к уменьшению интенсивности на более высоких частотах вследствие резкого уменьшения величины $T_{эфф}$. Поэтому спектр $I_{необ}(\omega)$ обладает максимумом на частоте $\omega_{\max} \simeq 3\omega_{B_0}$. Аналогичный спектр имеет и обыкновенная составляющая S -компоненты — с максимумом на частоте $\omega_{\max} \simeq 2\omega_{B_0}$.

Указанный характер частотного спектра и поляризации S -компоненты хорошо подтверждается результатами многолетних наблюдений микроволнового радиоизлучения локальных источников на Солнце. Однако ясно, что модель на рис. 1, a не исчерпывает всего многообразия условий в активных областях; соответственно и частотные спектры радиоизлучения могут быть более сложными. Ряд важных вари-

антов частотных спектров, содержащих тонкую структуру (с деталями в частотных интервалах $\Delta\omega \ll \omega$), обсуждается в следующих разделах этой статьи.

3. Рассмотрим частотный спектр теплового циклотронного излучения в модели, где величина магнитного поля достигает максимума на некоторой высоте $h_{\max}$, а распределение температуры — прежнее (рис. 2, б). Такое распределение магнитного поля может реализоваться, например, в группе пятен, представленных на рис. 2, а, даже без учета электрических токов в корональной и хромосферной плазме [11]. Здесь вдоль оси h , проходящей через нейтральную (нулевую) линию магнитного поля, заведомо имеется максимум B . Если $h_{\max} \ll h_0$ — нижней границы короны, то рассматриваемая модель фактически сводится к стандартной модели рис. 1, а. Если же $h_{\max} > h_0$, то спектр излучения существенно меняет свой вид по сравнению с обычным спектром S -компоненты. Действительно, согласно рис. 2, в, он обрывается в сторону высоких частот в точках $\omega = 2\omega_{B_{\max}}$ (обыкновенные волны) и $\omega = 3\omega_{B_{\max}}$ (необыкновенные волны), поскольку вдоль оси h нет значений магнитного поля, превосходящего B^2 . В интервале частот $2\omega_{B_{\max}} < \omega < 3\omega_{B_{\max}}$ радиоизлучение сильно поляризовано (с преобладанием необыкновенной волны), причем степень поляризации приближается к 100%. Кроме того, на частотах $3\omega_{B_{\max}}$, $4\omega_{B_{\max}}$ возникают

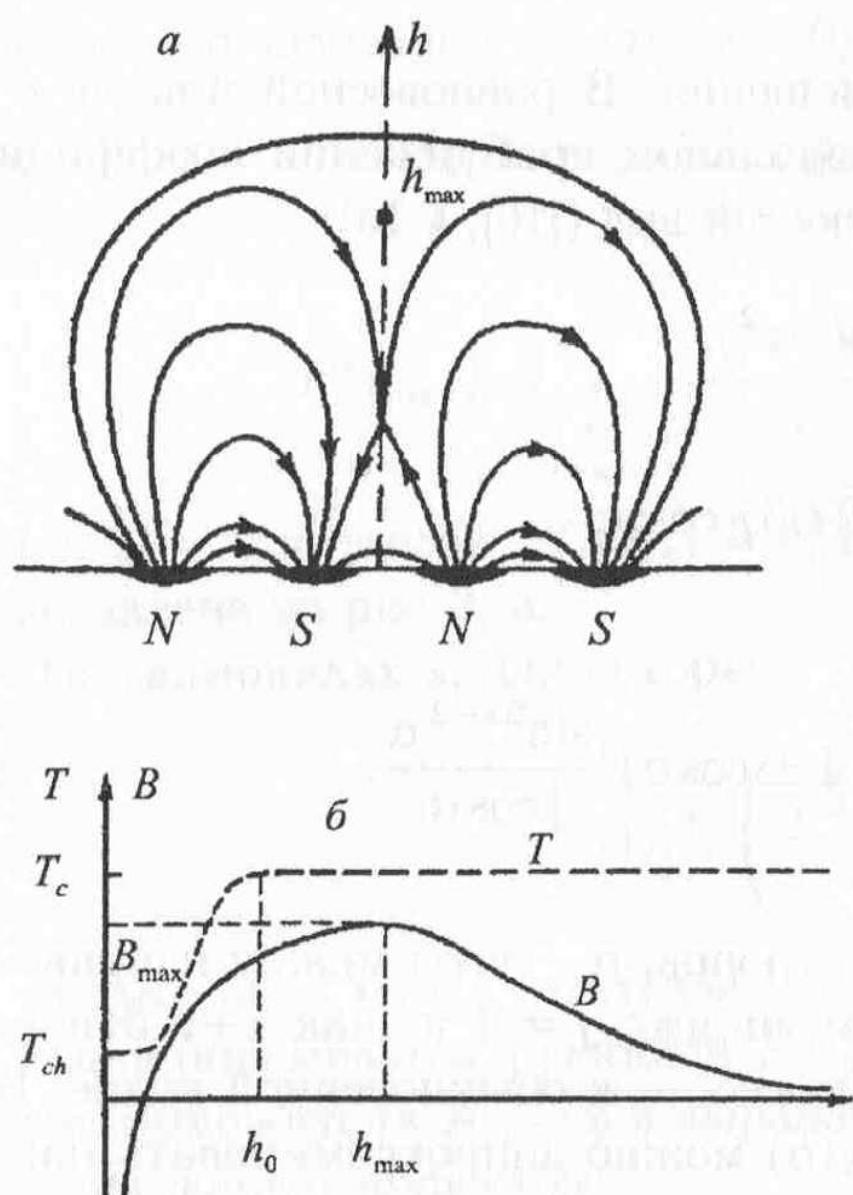
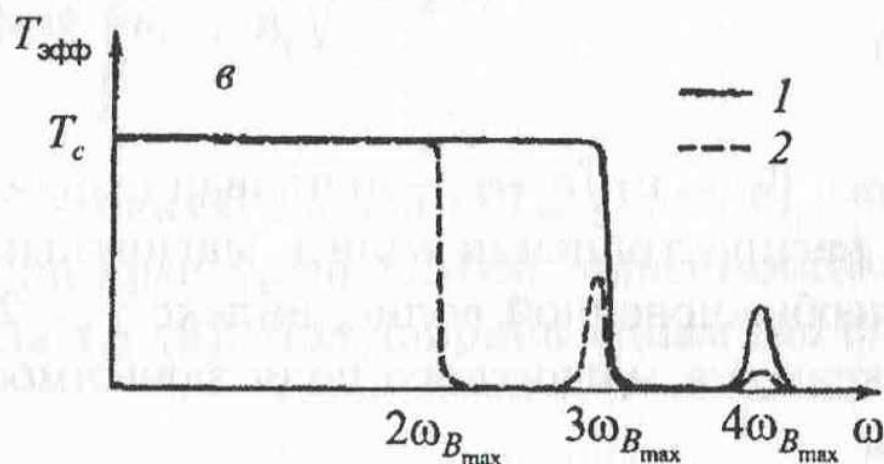


Рис. 2. Модель источника с максимумом магнитного поля по высоте: а — силовые линии магнитного поля над группой пятен ($h_{\max}$ — высота, на которой магнитное поле достигает максимального значения $B_{\max}$); б — изменение магнитного поля и кинетической температуры с высотой; в — частотный спектр излучения; 1 — необыкновенная волна, 2 — обыкновенная волна



² Фактически такие значения могут быть на малых высотах в хромосфере — ниже нейтральной точки. Однако там кинетическая температура низка, и вкладом этих областей в излучение мы пренебрегаем.

циклотронные линии, обязанные своим происхождением существенному увеличению оптической толщины гирорезонансных слоев благодаря малому изменению магнитного поля на высотах $h \sim h_{\max}$. Для оптически тонких гирорезонансных слоев увеличение τ приводит к соответствующему повышению $T_{\text{эфф}}$ на частотах $\omega \simeq s\omega_{B_{\max}}$. В состав излучения в линии $\omega \simeq 3\omega_{B_{\max}}$ входят только обыкновенные волны; линии на более высоких гармониках частично поляризованы с преобладанием необыкновенных волн.

Отличительной чертой модели рис. 2, б (с максимумом магнитного поля на некоторой высоте в короне) является то обстоятельство, что тонкая структура в частотном спектре (комплекс циклотронных линий и высокочастотных уступов) появляется в условиях, когда в короне и хромосфере отсутствуют какие-либо резкие скачки распределения магнитного поля и электронной плотности.

Исследуем более подробно профиль циклотронных линий и форму высокочастотных уступов на спектре рис. 2, в. Для этого найдем сначала оптическую толщину гирорезонансного слоя, располагающегося близ $h_{\max}$ (т. е. рассчитаем оптическую толщину на частотах $\omega \sim s\omega_{B_{\max}}$). В рассматриваемом случае оптическая толщина

$$\tau_{js} = \int \mu_{js} dh, \quad (4)$$

где μ_{js} — коэффициент циклотронного поглощения. В равновесной плазме с показателем преломления $n_j \simeq 1$ и в квазипродольном приближении коэффициент поглощения на гармониках $s \geq 2$ имеет следующий вид ([10], § 13):

$$\mu_{js} \simeq A_{js} \exp(-z^2), \quad (5)$$

где

$$z = (\omega - s\omega_B) / \sqrt{2} \omega \beta_T \cos \alpha; \quad (6)$$

$$A_{js} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega}{c} \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \frac{s^{2s}}{2^s s!} \beta_T^{2s-3} (1 \pm \cos \alpha)^2 \frac{\sin^{2s-2} \alpha}{|\cos \alpha|}. \quad (7)$$

Здесь $\beta_T = v_T/c$, v_T — тепловая скорость электронов, α — угол между направлением распространения волн и магнитным полем; индекс $j = 1$ и знак «+» относятся к необыкновенной волне, индекс $j = 2$ и знак «-» — к обыкновенной волне. Близ максимума магнитного поля зависимость $\omega_B(h)$ можно аппроксимировать параболой

$$\omega_B(h) = \omega_{B_{\max}} [1 - (h - h_{\max})^2 / l_0^2]. \quad (8)$$

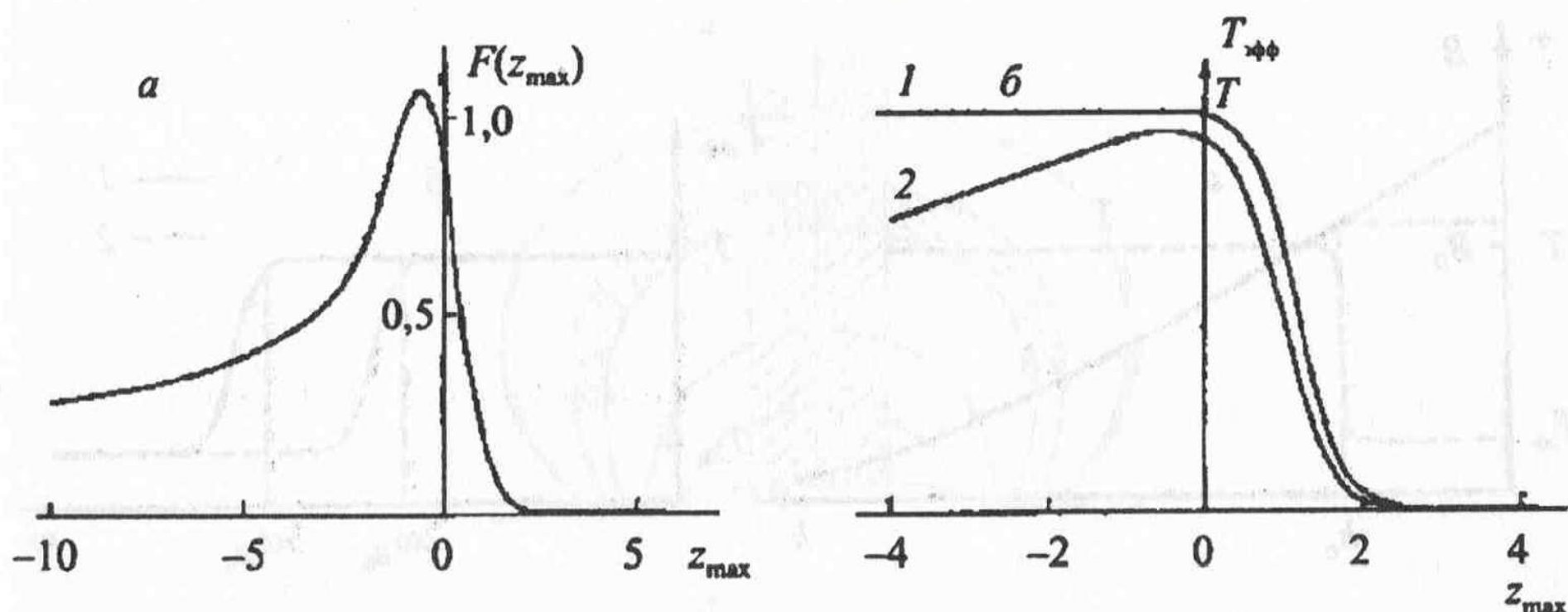


Рис. 3. Зависимость оптической толщины (а) и эффективной температуры (б) излучения от параметра $z_{\max} = (\omega - s\omega_{B_{\max}})/\sqrt{2}k_{\parallel}v_T \cos \alpha$ для квадратичного закона изменения магнитного поля с высотой; 1 — $\tau_{js} = 5F(z_{\max})$, 2 — $\tau_{js} = 3F(z_{\max})$

Заменяя далее переменную интегрирования h в (4) на z (с помощью формул (6), (8)) и вынося из-под знака интеграла медленно меняющиеся по сравнению с $\exp(-z^2)$ функции (со значением в точке $z = 0$), т. е. $\omega = s\omega_B$, получаем

$$\tau_{ij} \simeq A_{js}l_0(\sqrt{2}\omega\beta_T \cos \alpha/s\omega_{B_{\max}})^{1/2}F(z_{\max}), \quad (9)$$

где

$$F(z_{\max}) = \int_{z_{\max}}^{\infty} \frac{e^{-z^2} dz}{(z - z_{\max})^{1/2}}, \quad z_{\max} = \frac{\omega - s\omega_{B_{\max}}}{\sqrt{2}\omega\beta_T \cos \alpha}. \quad (10)$$

При $z_{\max} = 0$ интеграл $F(z_{\max}) = 1/4\Gamma(1/4) \simeq 0,9$; полностью зависимость $F(z_{\max})$ представлена на рис. 3, а.

На гармониках s , для которых

$$A_{js}l_0 \left(\frac{\sqrt{2}\omega\beta_T \cos \alpha}{s\omega_{B_{\max}}} \right)^{1/2} \ll 1 \quad (11)$$

на частоте $\omega = s\omega_{B_{\max}}$, получаем оптически тонкую линию с $T_{\text{эфф}} \simeq T\tau_{js}$. Форма линии описывается функцией $F(z_{\max})$, если пренебречь слабой зависимостью от частоты множителя $A_{js}\sqrt{\omega}$ в выражении для τ_{js} (9). Полуширина линии $\Delta\omega$ определяется доплер-эффектом:

$$\Delta\omega/\omega \sim \sqrt{2}\beta_T \cos \alpha. \quad (12)$$

В случае, противоположном условию (11), оптическая толщина на частотах $\omega < s\omega_{B_{\max}}$ значительно превышает единицу и частотный спектр $T_{\text{эфф}} = T(1 - e^{-\tau_{js}(\omega)})$

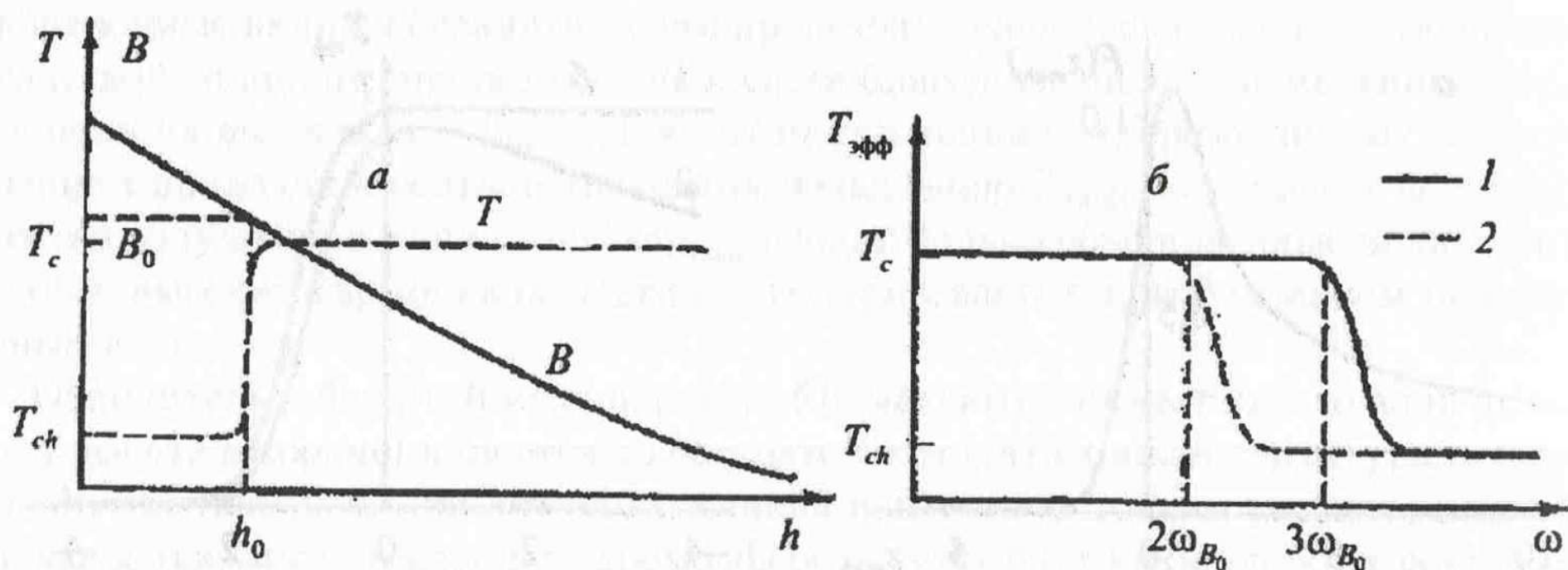


Рис. 4. Модель источника S -компоненты с резким градиентом магнитного поля. Обозначения те же, что и на рис. 1

приобретает форму высокочастотного уступа, представленного на рис. 3, б. Характерная ширина уступа $\Delta\omega$ определяется (12).

4. Аналогичные высокочастотные уступы появляются в спектре циклотронного излучения плазмы при резком уменьшении толщины переходной области от хромосферы к короне, где происходит изменение температуры от T_{ch} к T_c (см. рис. 4, а). В этом случае спектр, указанный на рис. 1, б, эволюционирует к форме рис. 4, б. В отличие от варианта рис. 2, в, в этом случае циклотронные линии отсутствуют, уступы в частотном спектре располагаются на частотах $\omega = 2\omega_{B_0}$ и $\omega = 3\omega_{B_0}$, где ω_{B_0} — гирочастота на границе короны и хромосферы, степень поляризации в интервале $2\omega_{B_0} < \omega < 3\omega_{B_0}$ должна быть высокой, но более слабой, нежели в случае модели рис. 2 (с максимумом магнитного поля в короне). Ширина уступов зависит от крутизны скачка T в переходной области. В связи с этим подчеркнем, что вопрос о причинах и возможностях реализации тонкого переходного слоя (скачка кинетической температуры вдоль направления магнитного поля) в настоящее время остается открытым и нуждается в тщательном анализе.

5. Судя по рентгеновским данным [12], в активных областях вполне вероятной ситуацией является заполнение силовой трубки биполярного магнитного поля горячими электронами (рис. 5, а). Эти электроны могут в принципе заполнить всю трубку или присутствовать там в качестве примеси к электронной компоненте, имеющей обычную корональную температуру.

В качестве примера рассмотрим случай, когда относительно тонкая силовая трубка полностью заполнена горячими электронами (с $T > T_c$). Допустим также, что их давление мало по сравнению с магнитным, и, следовательно, присутствие горячих электронов не меняет заметным образом величину магнитного поля в трубке. Обсуждаемое распределение T и B вдоль оси h представлено на рис. 5, б.

Нетрудно видеть, что в рамках указанной модели частотный спектр циклотронного излучения, выходящего за пределы короны вдоль луча, совпадающего с осью

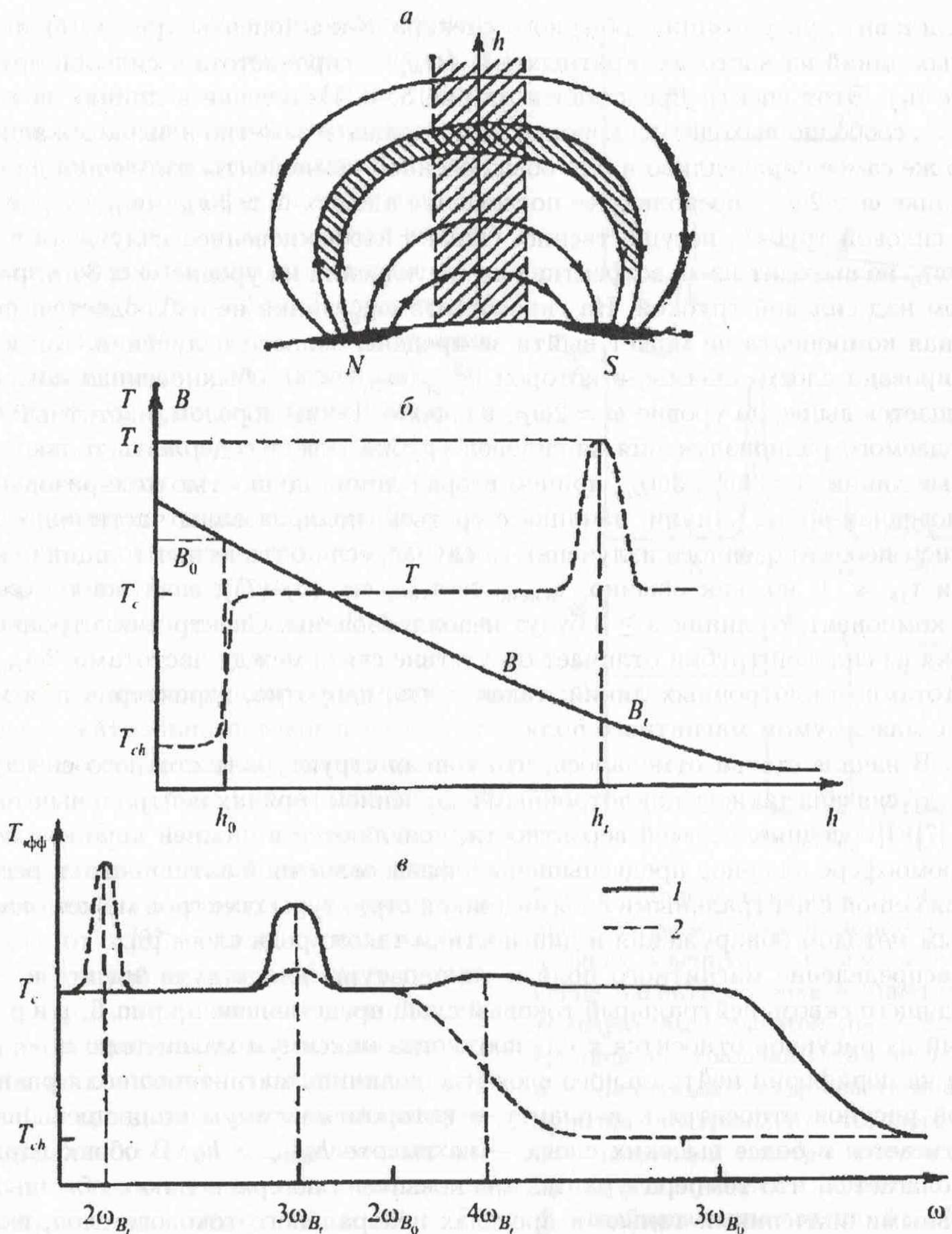


Рис. 5. Модель источника с энергичными электронами, заполняющими силовую трубку магнитного поля: *a* — силовые линии магнитного поля с «горячей» силовой трубкой (мелкая штриховка) и сечением антенной диаграммой (крупная штриховка); *б* — изменение магнитного поля и температуры с высотой (B_t — магнитное поле на уровне h_t силовой трубки); *в* — частотный спектр излучения; 1 — необыкновенная волна, 2 — обыкновенная волна

h , представит суперпозицию обычного спектра S -компоненты (рис. 1, б) и циклотронных линий на частотах, кратных ω_{B_t} (ω_{B_t} — гирочастота в силовой трубке на высоте h_t). Этот спектр представлен на рис. 5, в. Излучение в линиях $\omega \simeq 3\omega_{B_t}$, $4\omega_{B_t}$, ... свободно выходит из короны, не поглощаясь заметно в вышележащих слоях. То же самое справедливо и для обыкновенной компоненты излучения на второй гармонике $\omega \simeq 2\omega_{B_t}$, поскольку ее поглощение в слоях $\omega \simeq 3\omega_B$, $4\omega_B$, ..., лежащих выше силовой трубки, несущественно. Однако необыкновенное излучение в линии $\omega \simeq 2\omega_{B_t}$ не выходит из-за эффективного поглощения на уровне $\omega \simeq 3\omega_B$, расположенном над силовой трубкой. На гирочастоте ω_{B_0} линия не наблюдается: необыкновенная компонента не может выйти за пределы области излучения, так как она экранирована слоем плазмы, в которой $n_{\text{необ}}^2(\omega_{B_t}) < 0$, обыкновенная компонента поглощается выше, на уровне $\omega \simeq 2\omega_{B_t}$ в короне. Таким образом, частотный спектр наблюдаемого радиоизлучения из силовой трубки может содержать только циклотронные линии $\omega \simeq 2\omega_{B_t}^t$, $3\omega_{B_t}$, причем вторая линия полностью поляризована, как обыкновенная волна. Линии, начиная с третьей, поляризованы частично, с преобладанием необыкновенного излучения (в случае, если оптическая толщина силовой трубки $\tau_{js} \ll 1$, но, как обычно, $\tau_{s\text{необ}} > \tau_{s\text{об}}$, см. (5)–(7)); если же $\tau_{js} \gg 1$ для обеих компонент, то линии $s \geq 3$ будут неполяризованы. Спектр циклотронного излучения из силовой трубки отличается отсутствием связи между частотами $2\omega_{B_0}$, $3\omega_{B_0}$ и частотами циклотронных линий; такая связь, напротив, характерна для модели рис. 2 с максимумом магнитного поля.

6. В начале статьи отмечалось, что тонкая структура частотного спектра может быть связана также с циклотронным излучением горячих нейтральных токовых слоев [7]. Последние, по всей вероятности, появляются в нижней короне или верхней хромосфере в период предвспышечной фазы солнечной активности, и регистрация связанной с нейтральными слоями тонкой структуры спектров может оказаться важным методом обнаружения и диагностики такого рода слоев [8].

Распределение магнитного поля и температуры вдоль луча зрения в короне, проходящего сквозь нейтральный токовый слой, представлено на рис. 6, а и рис. 7, а. Первый из рисунков относится к случаю, когда максимум магнитного поля достигается на периферии нейтрального слоя (где величина магнитного поля равна B_0). Вторым рисунком относится к варианту, в котором максимум поля превышает B_0 и достигается в более высоких слоях — на высоте $h_{\text{max}} > h_0$. В обоих вариантах предполагается, что температура плазмы повышена по сравнению с обычными корональными значениями только в пределах нейтрального токового слоя, включая области на периферии с магнитным полем $B < B_0$.

Частотный спектр теплового циклотронного излучения, подходящего из нейтрального токового слоя к точке h_0 , в обоих вариантах (рис. 6, а и рис. 7, а) одинаков; его можно видеть на рис. 6, б. О расчете такого спектра подробно сказано в [7], и здесь не станем повторяться. Заметим лишь, что появление отдельных циклотронных линий $\omega \simeq s\omega_{B_0}$ обязано генерации излучения в области квазиоднородного

магнитного поля $B \simeq B_0$ на периферии нейтрального слоя; снизу область генерации ограничена уровнем, где плазменная частота $\omega_L = \omega$. Нетрудно видеть, что указанный уровень в нерелятивистской плазме должен располагаться на периферии нейтрального слоя. В самом деле, из условия статического равновесия плазмы в магнитном поле нейтрального слоя $B_0^2/8\pi = 2N_0kT$ следует, что $\omega_{L0} = \omega_{B0}/2\beta_T$ (N_0 и ω_{L0} — концентрация частиц и плазменная частота в центре слоя). Поскольку $\beta_T \ll 1$, из последнего равенства следует, что $\omega_{L0} \gg \omega_{B0}$; на низких гармониках гирочастоты $\omega \simeq s\omega_{B0}$ это неравенство обеспечивает также выполнение условия $\omega_{L0} \gg \omega$. Отсюда ясно, что уровень $\omega_L = \omega$ располагается вдали от центра слоя, в области, где магнитное поле B близко к B_0 .

В составе циклотронного излучения на выходе из нейтрального токового слоя отсутствует необыкновенная компонента на частоте $\omega \simeq \omega_{B0}$, так как в слое $n_{\text{необ}}^2 < 0$. Линии $\omega \simeq 2\omega_{B0}$, $3\omega_{B0}$ не поляризованы или частично поляризованы с преобладанием необыкновенного излучения, в зависимости от того, оптически толстой или оптически тонкой является область генерации. Спектр и поляризация излучения, выходящего за пределы короны, конечно, изменяется по сравнению с представленными на рис. 6, б вследствие поглощения излучения нейтрального слоя в вышележащих областях $h > h_0$ и собственного циклотронного излучения этих областей. Результирующие спектры представлены на рис. 6, в и рис. 7, б. Согласно рис. 6, в, линии $\omega \simeq \omega_{B0}$ в обыкновенном излучении и необыкновенная компонента в линии $\omega \simeq 2\omega_{B0}$ отсутствуют из-за поглощения в области $h > h_0$ короны (первая — на гирорезонансном уровне $\omega \simeq 2\omega_{B0}$, вторая — на уровне $\omega \simeq 3\omega_{B0}$).

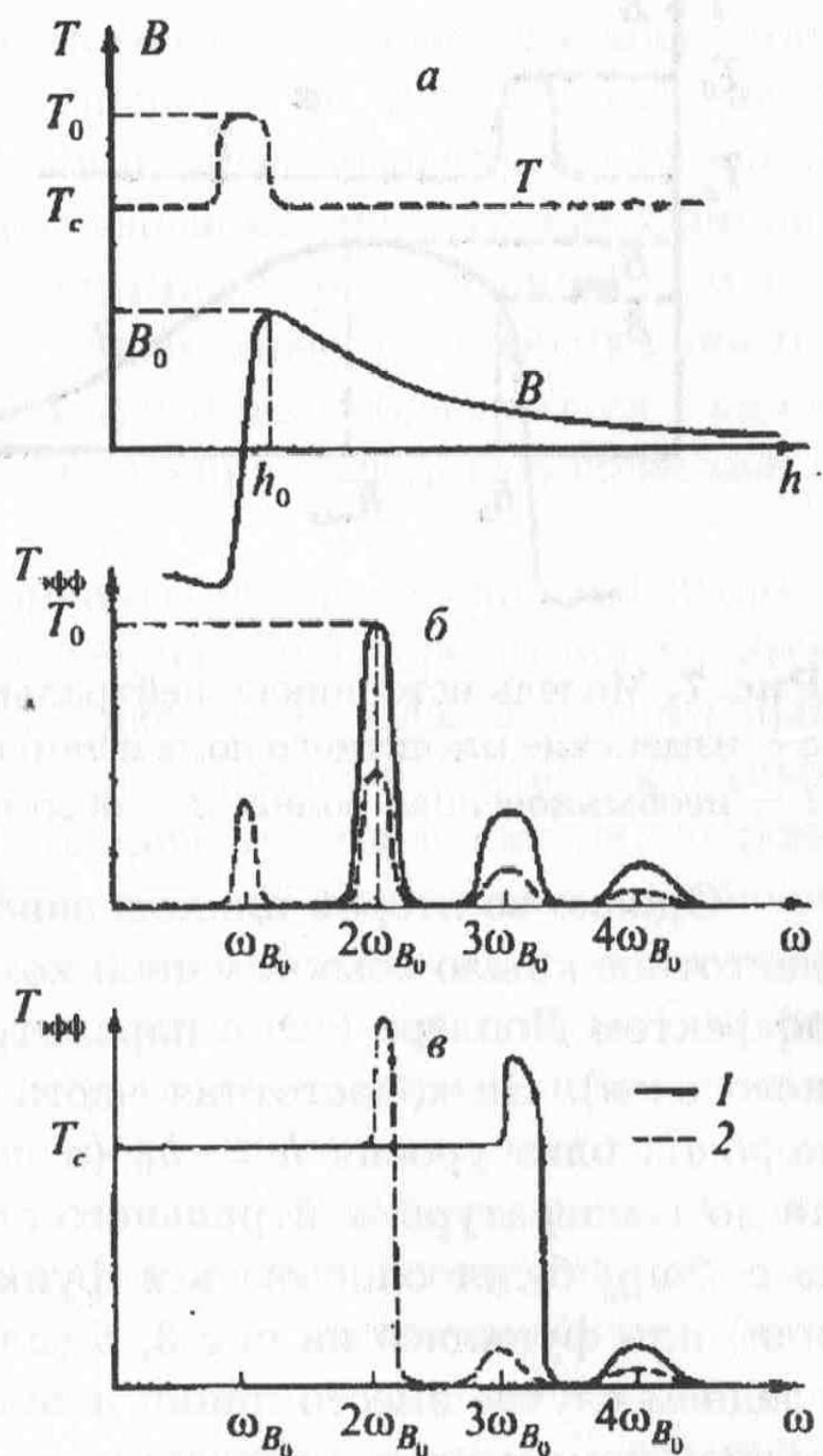


Рис. 6. Модель источника с нейтральным токовым слоем и монотонно спадающим магнитным полем: а — изменение магнитного поля и кинетической температуры с высотой (h_0 — условная граница нейтрального токового слоя); б — частотный спектр собственного излучения нейтрального токового слоя; в — частотный спектр с учетом поглощения и излучения в области $h > h_0$; 1 — необыкновенная волна, 2 — обыкновенная волна

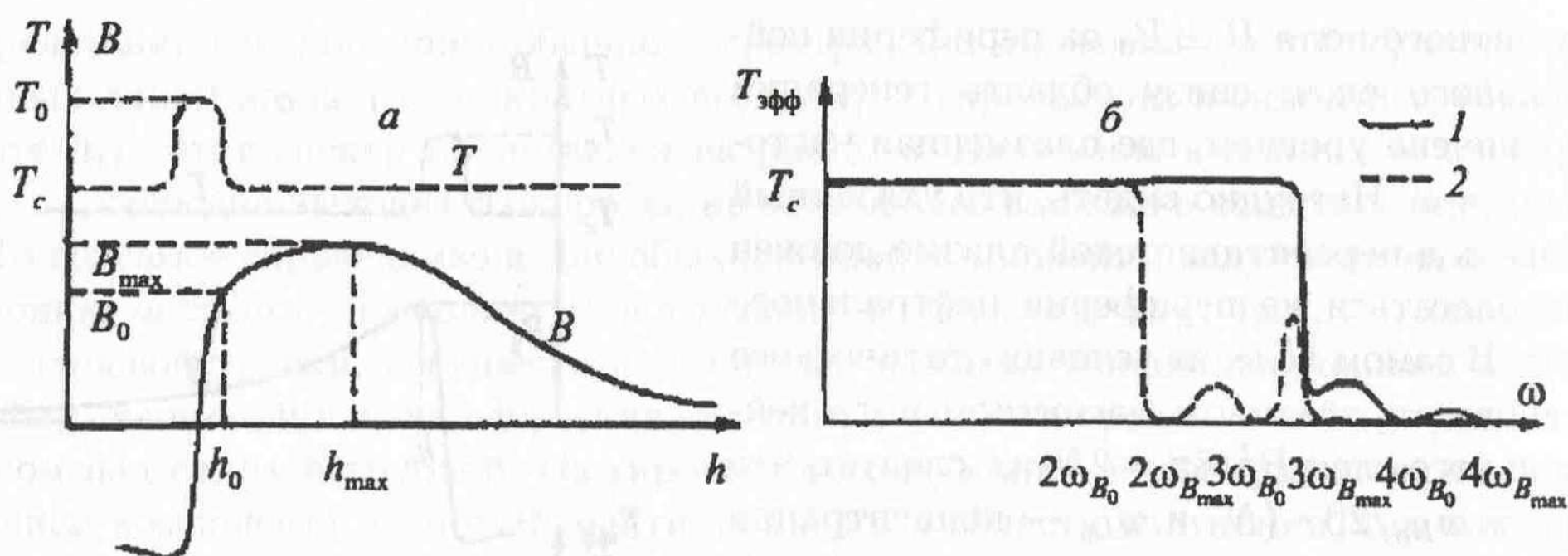


Рис. 7. Модель источника с нейтральным токовым слоем и максимумом магнитного поля: a — изменение магнитного поля и температуры с высотой; b — частотный спектр излучения; 1 — необыкновенная волна, 2 — обыкновенная волна

Однако во второй циклотронной линии может быть зарегистрировано высокочастотное крыло обыкновенной компоненты $\omega > 2\omega_{B_0}$ (ширина линии обусловлена эффектом Доплера (12) с параметром β_T , определяемым температурой нейтрального слоя). Низкочастотная часть линии $\omega < 2\omega_{B_0}$ поглощается более холодной короной близ уровня $h = h_0$ (в полях $\omega_B = \omega/2$). Если же эта область прогрета до температуры нейтрального слоя, то форма обыкновенной компоненты линии $\omega \simeq 2\omega_{B_0}$ будет описываться функцией F на рис. 3, a (для оптически тонкой линии) или функцией на рис. 3, b (для оптически толстой области генерации). В последнем случае вместо линии в спектре возникает высокочастотный уступ с $T_{\text{эфф}}$, равной температуре нейтрального слоя. Совершенно аналогичная ситуация имеет место и для необыкновенной компоненты третьей циклотронной линии $\omega \simeq 3\omega_{B_0}$. Обыкновенная часть этой линии и излучение на более высоких гармониках гирочастоты ω_{B_0} свободно выходят из короны. В целом наблюдаемый спектр приобретает характер, схематически представленный на рис. 6, b ; высокочастотные уступы на частотах $\omega = 2\omega_{B_0}$ и $\omega \simeq 3\omega_{B_0}$ связаны с ограничением снизу области генерации S -компоненты в короне высотой h_0 ; S -компонента из более глубоких областей короны, лежащих под нейтральным токовым слоем, не проходит через этот слой на частотах $\omega < \omega_{L_0}$ (о прохождении излучения сквозь нейтральные токовые слои в солнечной короне см. [13]). Частоты уступов совпадают с частотами циклотронных линий. Эта особенность отличает модель рис. 6, a от модели рис. 7, a ; в последней частотный спектр представляет собой наложение спектра собственного излучения нейтрального токового слоя (с учетом поглощения в короне) и спектра циклотронного излучения, характерного для модели рис. 2, b с максимумом магнитного поля вдоль луча. При этом существуют две системы циклотронных линий: частоты одной системы на гармониках $s\omega_{B_{\max}}$ находятся в простом кратном отношении с частотой уступов $2\omega_{B_{\max}}$, $3\omega_{B_{\max}}$ (как на рис. 2, b); частоты второй системы циклотронных линий $\omega \simeq s\omega_{B_0}$ никак не связаны с первой.

Подчеркнем еще раз, что в нейтральном токовом слое тепловое циклотронное излучение создается только внешними областями этого слоя. Дальнейшее поведение магнитного поля в направлении в глубь слоя (уменьшение до нуля и смена знака или уменьшение до некоторого конечного значения и снова возрастание) не влияет на формирование частотного спектра в виде разрешенных циклотронных линий. Поэтому излучение с характеристиками, изображенными на рис. 6, в, рис. 7, б, могут в принципе генерировать энергичные электроны, захваченные локальным минимумом магнитного поля в силовой трубке. Этот минимум может образоваться в силовой трубке в том случае, когда плотность энергии горячих электронов сравнима с плотностью энергии магнитного поля.

7. Все рассмотренные в настоящей статье варианты распределений магнитного поля и электронной концентрации по высоте в солнечной атмосфере, отличающиеся от стандартной модели источника S -компоненты (рис. 1, а), обладают частотным спектром с тонкой структурой в форме циклотронных линий и высокочастотных уступов. Однако детальный характер спектра и поляризации теплового циклотронного излучения в каждой модели различен. Последнее обстоятельство позволяет судить о конкретном типе зависимости $N(h)$ и $T(h)$ по наблюдаемому частотному скачку и поляризации микроволнового излучения из активных областей на Солнце. Отсюда ясно, что для исследования тонкой структуры необходимы одновременные спектральные и поляризационные измерения в широком интервале частот (с перекрытием по частоте не менее чем в три раза) и с достаточной разрешающей способностью: $\Delta\omega/\omega \lesssim 0,05$. Указанная спектрографическая и поляризационная аппаратура должна работать в комплексе с антенными системами, обеспечивающими максимально возможную направленность — с шириной антенной диаграммы, меньше размеров солнечного пятна или расстояния между пятнами в группе. Здесь предпочтительнее антенны типа РАТАН-600 и 100-м Боннского радиотелескопа. Действительно, при приеме излучения от активной области в целом рассчитывать на уверенное обнаружение тонкой структуры спектра трудно и ее интерпретация останется неопределенной. Примером может служить излучение из магнитной силовой трубки (см. рис. 5). Если горячие электроны, захваченные в ловушку, рассредоточены вдоль трубки по области, где магнитное поле сильно меняется ($\Delta B/B \gtrsim 1$), то в интегральном излучении циклотронные линии будут размыты и частотный спектр приобретет сглаженный характер. Напротив, в случае, когда прием ведется на антенну, обладающую узкой ножевой или карандашной диаграммой (сечение этой диаграммы представлено на рис. 5, а), частотный спектр наблюдаемого циклотронного излучения будет содержать отчетливые циклотронные линии типа указанных на рис. 5, в.

8. При обсуждении этой работы Я. Б. Зельдович отметил, что в случае, когда антенна, обладающая широкой диаграммой направленности, обращена к области, которая содержит абсолютный (трехмерный) максимум магнитного поля, характер частотного спектра циклотронного излучения будет вполне определенным и не зави-

сящим от конкретного вида антенной диаграммы. Именно при излучении из области, где магнитное поле

$$B_0 = B_{\max}(1 - r^2/L^2) \quad (13)$$

(L — характерный масштаб неоднородности магнитного поля, r — расстояние от точки максимума поля $B_{\max}$), спектр оптически тонкого источника ($\tau \ll 1$) имеет вид

$$F_\omega \sim \sqrt{\omega_{\max} - \omega} \quad (\omega < \omega_{\max});$$

$$F_\omega = 0 \quad (\omega > \omega_{\max}). \quad (14)$$

Здесь F_ω — поток излучения от всего источника, $\omega_{\max} = eB_{\max}/mc$ — гирочастота, соответствующая максимуму магнитного поля. Если источник оптически толстый ($\tau \gg 1$), спектр иной:

$$F_\omega \sim \omega_{\max} - \omega; \quad (\omega < \omega_{\max})$$

$$F_\omega = 0 \quad (\omega > \omega_{\max}). \quad (15)$$

Формулы (14), (15) не учитывают влияние эффекта Доплера. Последний заметно изменит спектр на частотах ω , близких к $\omega_{\max}$ (в интервале, определяемом формулой (12)): излом в спектре исчезнет и переход через $\omega_{\max}$ будет плавным.

При сканировании области с абсолютным максимумом поля антенной, имеющей ножевую диаграмму направленности (с шириной по одной координате, много меньше масштаба L , а по другой координате — много больше L) спектр будет иметь форму (14) в середине оптически толстого источника. Если же источник — оптически тонкий, то спектр переходит в высокочастотный уступ:

$$F_\omega = \text{const} \quad (\omega < \omega_{\max});$$

$$F_\omega = 0 \quad (\omega > \omega_{\max}). \quad (16)$$

Зависимость F_ω от расстояния l от точки $B_{\max}$ до плоскости сечения источника ножевой диаграммой в случае $\tau \gg 1$ имеет вид полуэллипса:

$$F_\omega \sim \sqrt{L^2(1 - \omega/\omega_{\max}) - l^2} \quad (17)$$

для

$$l < L(1 - \omega/\omega_{\max})^{1/2}. \quad (18)$$

Если $\tau \ll 1$, форма источника станет прямоугольной: $F_\omega = \text{const}$ при том же условии (18) и $F_\omega = 0$ в области, где оно нарушено. Эффект Доплера при сканировании

ножевой диаграммой снова приведет к сглаживанию частотного спектра и распределения наблюдаемого потока излучения по источнику.

Авторы признательны Я. Б. Зельдовичу за интерес к работе и ценные замечания.

Литература

1. Железняков В. В., Астрон. ж., **39**, 5, 1962; **40**, 829, 1963.
2. Kakinuma T., Swarup G., Astrophys. J., **136**, 975, 1962.
3. Пикельнер С. Б., Лившиц М. А., Обридж В. Н., Астрон. ж., **43**, 1135, 1966.
4. Злотник Е. Я., Астрон. ж., **45**, 310, 585, 1968.
5. Lantos P., Astron. Astrophys., **31**, 105, 1968.
6. Zheleznyakov V. V., Zlotnik E. Ya., Solar Physics (in press) [68, 317, 1980].
7. Железняков В. В., Злотник Е. Я., Успехи физ. наук, 128, 725, 1979.
8. Каверин Н. С., Кобрин М. М., Коршунов А. И., Тихомиров В. А., Тихомиров Ю. В., Письма в Астрон. ж., **2**, 577, 1976.
9. Железняков В. В., Радиоизлучение Солнца и планет. «Наука», М., 1964.
10. Железняков В. В., Электромагнитные волны в космической плазме, «Наука», М., 1977.
11. Sweet P. A., I. A. U. Symposium No. 6; Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, Cambridge Univ. Press, 1958.
12. Cheng C., Solar Phys., **55**, 413, 1977.
13. Железняков В. В., Злотник Е. Я., Астрон. ж. (в печати) [57, 1038, 1980].

Ин-т прикладной физики
Академии наук СССР, г. Горький

Поступила в редакцию
25 июня 1979 г.

ON THE FINE STRUCTURE OF MICROWAVE RADIO EMISSION FROM SOLAR ACTIVITY CENTRES

V. V. Zheleznyakov, E. Ya. Zlotnik

Different types of frequency spectra of thermal cyclotron radio emission from active regions of the solar atmosphere, which have a fine structure, are discussed. The conditions in the activity centre (types of height distributions of the magnetic field and of the kinetic temperature) that provide formation of frequency spectra, containing a system of cyclotron lines and high-frequency cut-offs, are indicated. For each type of distributions, the frequency spectrum and the polarization have a specific behaviour, allowing to make diagnostics of the activity centre on the basis of the appearance of the fine structure of solar microwave radio emission. Requirements to the radioastronomical equipment and aerial systems, which can provide a certain detection of fine structure as well as the diagnostics of coronal plasmas, are formulated.