

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53.0(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР
(31 января—1 февраля)**

31 января и 1 февраля 1979 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Н. Р. Басов, Э. М. Беленов, С. И. Веденеев, Г. П. Мотулевич, В. В. Никитин. Умножение частот в области 10^{10} — 10^{13} Гц с помощью сверхпроводящих слабых связей.

2. Н. Е. Алексеевский. Свойства многокомпонентных сверхпроводящих халькогенидов молибдена.

3. Э. Р. Мустель, В. Е. Чернопруд, Н. Б. Мулюкова. Воздействию солнечной активности на нижние слои земной атмосферы.

4. И. А. Житник, Э. Я. Кононов, В. В. Корнеев, В. В. Крутов, С. Л. Мандельштам, А. М. Урнов. Спектры рентгеновских вспышек на Солнце.

5. В. В. Железняков, Е. Я. Злогник. Диагностика нейтральных токовых слоев в космических условиях.

Краткое содержание трех докладов публикуется ниже.

921 378.33(048)

Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, С. И. Веденеев, Г. П. Мотулевич, В. В. Никитин. Умножение частот в области 10^{10} — 10^{13} Гц с помощью сверхпроводящих слабых связей. В последние годы достигнуты большие успехи в области стабилизации и измерения частот генерации газовых лазеров. Однако точность измерения частоты лазеров пока уступает стабильности их частоты. Это связано в первую очередь с большой сложностью переноса эталонной частоты радиодиапазона в оптический и обусловлена она отсутствием хороших умножителей и смесителей частот в ИК области спектра. Перспективным здесь может оказаться применение сверхпроводящих слабых связей, например, сверхпроводящих точечных контактов (СТК).

Нами исследованы разные режимы работы СТК и найден неравновесный режим, при котором имеет место наибольшая нелинейность, благодаря чему осуществляется эффективное умножение и смещение частот с амплитудами гармоник, на 2—3 порядка превышающими амплитуду гармоник в обычных джозефсоновских контактах. Указанный выше режим работы СТК характеризуется большим значением критического тока I_c и малым сопротивлением СТК в нормальном состоянии R_N . При этом непосредственно в области контакта сохраняется «сильное» перекрытие волновых функций сверхпроводников через контакт и, в случае отличного от нуля напряжения V_0 , всегда присутствует относительно мощное джозефсоновское излучение.

При сильном собственном излучении контакта становится существенным обратное влияние собственного излучения на СТК, который умножает его. В результате при облучении СТК внешним СВЧ излучением с частотой ω на вольт-амперных (I — V) характеристиках контакта появляется дополнительная субгармоническая структура, удовлетворяющая обобщенному соотношению Джозефсона

$$2eV_0 = \frac{n}{k+1} \hbar\omega,$$

где e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, а n и k — целые числа.

Теоретическое рассмотрение «самодействия» в рамках общепринятой резистивной модели СТК позволило получить амплитуду субгармонической структуры, зависимость которой от мощности падающего излучения оказалась более сложной, чем обычный закон Бесселя. Результаты расчетов хорошо совпадают с экспериментом. «Самодействие» эквивалентно представлению, в котором элементарными квантами переноса заряда в СТК являются не только пары электронов, но и четверки, шестерки и т. д.

По отношению к процессу умножения частоты субгармоническая структура относится к эффектам 2-го порядка, проявляющаяся только при достаточно больших значениях I_c . Весьма существенно, что при сильном собственном излучении контакта можно осуществить «чистое» смещение двух внешних сигналов, когда сигнал промежуточной частоты (ПЧ) будет зависеть только от смешиваемых сигналов. Амплитуда сигнала ПЧ в случае чистого смещения m -й гармоники внешнего сигнала частоты ω_1 и амплитуды A_1 с n -й гармоникой внешнего сигнала частоты ω_2 и амплитуды A_2 в рамках резистивной модели равна

$$I_c J_{-1} \left(\frac{2eI_c \rho}{\hbar \omega_0} \right) J_m \left(\frac{2eA_1}{\hbar \omega_1} \right) J_{-n} \left(\frac{2eA_2}{\hbar \omega_2} \right);$$

здесь J_{-1} , J_m и J_{-n} — функции Бесселя соответствующих порядков, ω_0 — собственная частота излучения контакта, ρ имеет размерность сопротивления и зависит только от геометрии СТК и от электродинамической системы, в которую он включен. Аналогичный множитель J_1 определяет величину субструктуры, соответствующей $k = 1$. Поэтому оптимальными для смещения являются те СТК, на $I-V$ -характеристиках которых отчетливо проявляется субструктура, соответствующая $k = 1$.

При регистрации, умножении или смещении частот внешнего излучения «мощное» собственное излучение СТК оказывает такое же влияние, как излучение гетеродина при регистрации приемниками слабых сигналов. При чистом смещении сигналов устраняются флуктуации сигнала ПЧ, связанные с флуктуациями напряжения на СТК. Для целей абсолютного измерения лазерных частот это обстоятельство является принципиальным. Действительно, флуктуации частоты стабилизированных лазеров составляют величину 10—100 Гц в то время как тепловые флуктуации напряжения на СТК при 4,2 К уже приводят (без учета собственного излучения) к ширине линии ПЧ $\sim 10^5$ Гц. Учет собственного излучения позволяет практически исключить влияние флуктуаций напряжения на СТК в спектре ПЧ.

Развитая картина, учитывающая «самодействие» собственного излучения, позволила объяснить наблюдавшиеся ранее субгармоники и гармоники энергетической щели сверхпроводника. Эксперименты показали, что сверхпроводящие слабые связи на основе ниобия и его сплавов сохраняют большую нелинейность в области частот $\geq 8 \cdot 10^{12}$ Гц. Применение их позволяет проводить умножение и смещение частот в области 10^9 — 10^{13} Гц. В задачах метрологии в цепочке синтеза частоты от радиодиапазона до видимой области частот уже сейчас можно исключить промежуточный клистрон и громоздкий субмиллиметровый лазер HCN.

При умножении частот важным вопросом является зависимость спектральной ширины гармоник умножаемого излучения от номера гармоники, которая определяется статистическими свойствами шумов, формирующих ширину линии внешнего излучения. Если шум является «белым», то $\Delta\omega_n \sim n^2$; здесь $\Delta\omega_n$ — спектральная ширина n -й гармоники. Такое излучение не целесообразно использовать для получения гармоник высокого номера, поскольку для него $\Delta\omega_n/\omega_n = n\Delta\omega_1/\omega_1$. Однако практически можно считать, что спектр шумов обрезается на некоторой частоте ω_c . В этом случае для $\omega_n \gg \omega_c$ $\Delta\omega_n \sim n$. Таким образом, для умножения частот желательно использовать источники внешнего излучения с возможно более низким значением ω_c . Материалы доклада опубликованы в следующих работах:

Басов Г. Н., Беленов Э. М., Веденеев С. И., Губин М. А., Мотулевич Г. П., Никитин В. В., Степанов В. А., Усков А. В. — Квант. электрон., 1979, т. 6.

Беленов Э. М., Веденеев С. И., Мотулевич Г. П., Степанов В. А., Усков А. В., — ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 791.

Басов Г. Н., Беленов Э. М., Веденеев С. И., Губин М. А., Мотулевич Г. П., Никитин В. В., Перевалов М. Г., Степанов В. А., Усков А. В. — Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 371.

Веденеев С. И., Мотулевич Г. П. — ФТТ, 1977, т. 19, с. 2973.

523.9.1/8(048)

И. А. Житник, Э. Я. Кононов, В. В. Корнеев, В. В. Крутов, С. Л. Мандельштам, А. М. Урнов. Спектры рентгеновских вспышек на Солнце. Спектры рентгеновских вспышек дают важную информацию о физических параметрах областей вспышек на Солнце и о происходящих в них элементарных процессах.

В докладе приводятся новые результаты обработки спектров группы сильных вспышек на Солнце, происходивших в октябре-ноябре 1970 г. ¹

Спектры получены с борта спутника «Интеркосмос-4» с помощью береговых спектрометров с кристаллами кварца ². Спектры охватывают интервал длин волн 1,70—1,95 Å с рекордным разрешением $3 \cdot 10^{-4}$ — $1 \cdot 10^{-3}$ Å. В этой области находятся наиболее «горячие» линии солнечного спектра, принадлежащие гелиево- и водородоподобным ионам железа (FeXXV и FeXXVI). Для надежной идентификации линий солнечных спектров были получены лабораторные спектры соответствующих ионов железа с помощью специального варианта вакуумной искры с очень малой общей индуктивностью цепи ³.

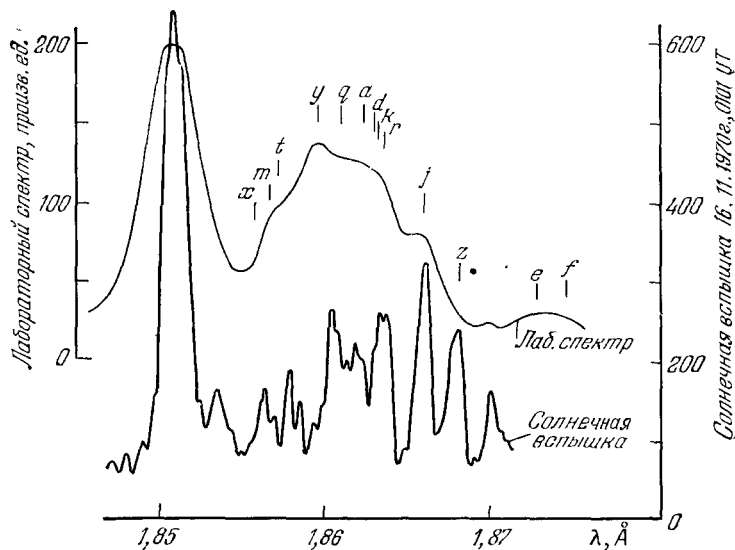


Рис. 1. Участок спектра солнечной вспышки и лабораторного спектра.

Детальное изучение солнечных спектров показало присутствие следующих основных линий: резонансной линии водородоподобного железа FeXXVI $L_{\alpha} 2p^2P_{1/2, 3/2} \rightarrow 1S^2S_{1/2}$ $\lambda = 1,78$ Å, резонансной линии гелиево-подобных ионов железа FeXXV — линия $1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2 1S_0$ $\lambda = 1,8506$ Å (ω), интеркомбинационная линия $1s2p^3P_1 \rightarrow 1s^2 1S_0$ $\lambda = 1,8596$ Å (y), запрещенная магнито-дипольная линия $1s2s^3S_1 \rightarrow 1s^2 1S_0$ $\lambda = 8684$ Å (z) и запрещенная магнито-квадрупольная линия $1s2p^3P_2 \rightarrow 1s^2 1S_0$ $\lambda = 1,8556$ Å (x). На рис. 1 приведен соответствующий участок спектра вспышки 16.11.1970 г. и лабораторного спектра. Кроме того, вблизи резонансных линий FeXXVI и FeXXV наблюдается большое количество так называемых сателлитных линий, принадлежащих соответственно FeXXV и FeXXIV и являющихся двухэлектронными переходами типа $2l2l' \rightarrow 1s2l''$ и $1s2l2l' \rightarrow 1s^2 2l''$. В исследованном небольшом участке спектра расположено согласно расчетам около 500 сателлитных линий, неразрешенных вследствие доплеровского уширения — это новый тип спектра — «квазинепрерывный спектр»; в нем сосредоточено около 95% энергии, излучаемой в данной области спектра. Длины волн перечисленных выше линий FeXXV и наиболее интенсивных сателлитных линий измерены с точностью $\pm 0,0004$ Å. Для вспышки 16.11.1970 г. обнаружено доплеровское смещение линий, свидетельствующее о движении горячего объема плазмы со скоростью ≈ 600 км/с в начале вспышки.

По отношению интенсивностей резонансной и сателлитных линий FeXXV впервые удалось исключить возможные ошибки, вносимые пространственной неоднородностью и нестационарностью плазмы, определить электронную температуру вспышки, оказавшуюся вблизи максимума вспышки $\approx (15-25) \cdot 10^6$ К, и по потоку в резонансной линии — меру эмиссии, оказавшуюся $\approx 10^{48} - 10^{49}$ эл²/см³.

Особенно интересными оказались полученные впервые спектры начальных и конечных стадий вспышек. Обнаружено, что за 10—20 минут до максимума вспышек и в течение примерно такого же времени после максимальной фазы в спектрах вспышек интенсивность резонансных линий Fe XXV и соответствующих сателлитных линий в 20—30 раз меньше, чем их интенсивность в спектрах, близких к максимуму вспышек.

Однако в этих спектрах возрастает интенсивность линий L_{α} Fe XXVI и появляются группы линий, соответствующих внутриоболочечным переходам K_{α} ($L \rightarrow K$) и K_{β} ($M \rightarrow K$) в более «холодных» ионах железа, лежащих в соответствии с расчетами, между Fe XVII—Fe IV (рис. 2).

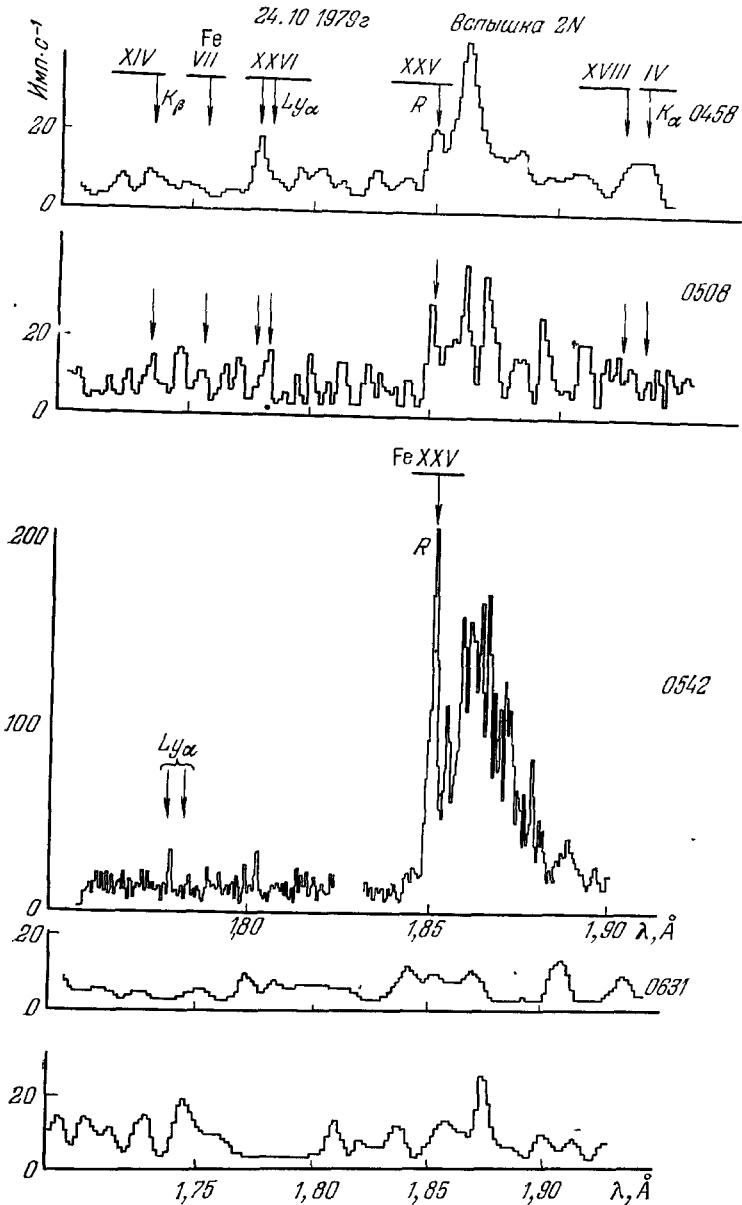


Рис. 2. Спектры солнечной вспышки 2N 24 октября 1970 г. (начало 0447, максимум 0552, конец 0631 UT).

Максимальная концентрация ионов Fe XVII—IV соответствует интервалу температура $\approx 2 \cdot 10^8$ — $5 \cdot 10^8$ К, энергия отрыва электрона в К-оболочке, необходимого для возможности переходов $L \rightarrow K$ и $M \rightarrow K$, соответствует примерно 7 кэВ. Таким образом, эти линии появляются в результате проникновения извне в нижние слои короны и переходный слой направленных потоков электронов, ускоренных до энергий $\gtrsim 7$ кэВ. Сопоставление этих спектров с поляризацией тормозного рентгеновского излучения

вспышек с энергией ≈ 15 кэВ⁵ показало, что в начальной и конечной стадиях вспышек, когда интенсивность линий K_{α} и K_{β} велика, величина поляризации, непосредственно свидетельствующей о наличии направленных пучков электронов, также велика.

Полученные данные свидетельствуют о том, что в начальных стадиях вспышек, в короне, по-видимому, на высотах в 20—40 000 км, где происходит генерация мягкого рентгеновского излучения, благодаря разрыву такового слоя или какого-либо другого механизма⁶ возникают потоки ускоренных электронов, движущихся вдоль магнитных линий по направлению к поверхности Солнца и проникающих сравнительно глубоко в солнечную атмосферу. По мере развития вспышек число этих электронов быстро возрастает и происходит нагрев области солнечной атмосферы с объемом $\approx 10^{28}$ — 10^{29} см³ и плотностью $\approx 10^9$ — 10^{11} эл/см³ (хотя мы не можем исключить и более высокие плотности) до температуры в (15—25) $\cdot 10^6$ К с термализацией скорости электронов по величине и направлению. В заключительной стадии вспышек опять основную роль играют ускоренные электроны, хотя, возможно, в сильных вспышках механизм их ускорения иной, чем в начале⁷.

В пользу гипотезы об ускоренных направленных электронах, как об основном агенте, вызывающем проявление вспышек в радио, оптическом и коротковолновом диапазонах электромагнитного излучения, говорит также ряд других экспериментальных фактов — степенной характер спектра тормозного жесткого рентгеновского излучения 10—100 кэв, структура этого излучения в виде «элементарных всплесков» с длительностью в несколько секунд, появление ускоренных электронов в межпланетном пространстве и другие явления. Вместе с тем, в последнее время эта гипотеза встретила с серьезными теоретическими трудностями^{8,9}. Необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования, в частности, одновременные наблюдения с достаточным пространственным и временным разрешением высоты областей генерации рентгеновского излучения разной жесткости в солнечной атмосфере. Мы предполагаем произвести эти наблюдения в период наступающего года максимума солнечной активности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Работа будет опубликована в журнале «Solar Physics».
2. Ж и т н и к И. А. Аппаратура для исследования рентгеновского излучения Солнца. — В кн. Итоги науки и техники. Сер. астрономическая. Т. 9. — М.: ВИНТИ, 1974.
3. G o l t z E. J a., K o n o n o v E. J a., K o r n e e v V. V., K r u t o v V. V., M a n d e l s t a m S. L., S i d e l n i k o v I. V., U r n o v A. M., Z h i t n i k I. A. — Sol. Phys., 1979 (в печати).
4. K o r n e e v V. V., K r u t o v V. V., S y l w e s t e r I., M a n d e l s t a m S. L., U r n o v A. M., Z h i t n i k I. A. — Sol. Phys., 1979 (в печати).
5. T i n d o I. P., I v a n o v V. D., M a n d e l s t a m S. L., S h u r y g i n A. I., — Ibid., 1972, v. 24, p. 429.
6. С о м о в Б. В., С ы р о в а т с к и й С. И. — УФН, 1976, т. 120, с. 217.
7. D e J a g e r C. — In: Solar Flares and Space Research. — Amsterdam: North-Holland Publ., 1969.
8. H o y n g P., B r o w n J. C., v a n B e e k H. F. — Sol. Phys., 1976, v. 48, p. 197.
9. B r o w n J. C. — Sol. Maximum Year SERF New Lett., 1979.

523,037(048)

В. В. Железняков, Е. Я. Злотник. Диагностика нейтральных токовых слоев в космических условиях. В последние годы исследования нейтральных токовых слоев заняли значительное место в физике солнечной активности, поскольку именно в этих слоях, по-видимому, происходят процессы, дающие начало солнечным вспышкам. Естественно, что любые способы обнаружения и диагностики нейтральных токовых слоев в солнечной короне (в том числе и по их собственному радиоизлучению) представляют большой интерес. В этом отношении наиболее перспективны тепловые механизмы излучения, для которых восстановление параметров излучающей области по наблюдаемым характеристикам радиоизлучения представляет собой более простую и однозначную задачу, чем та же процедура для вейнловых механизмов¹.

Основной вклад в тепловое радиоизлучение токовых слоев вносит циклотронный механизм (магнитотормозное излучение нерелятивистских электронов в магнитном поле). Это излучение выходит только из тонкой области на периферии токового слоя, где магнитное поле H_0 имеет квазиоднородный характер. Благодаря этому частотный спектр циклотронного излучения имеет вид относительно узких циклотронных линий с простым кратным отношением частот. Исследование условий генерации и выхода излучения за пределы короны показало², что отдельные линии соответствуют гармоникам $\omega = s\omega_{H_0}$ (ω — частота излучения, $\omega_{H_0} = eH_0/mc$ — электронная гирочастота

на краю токового слоя, s — номер гармоники), наложенным на спектр циклотронного излучения области короны, ограниченной снизу токовым слоем. Излучение на гармонике $s = 1$ не выходит за пределы короны; линия $s = 2$ полностью поляризована (знак поляризации соответствует обыкновенной волне); в низкочастотной части линии $s = 3$ преобладает обыкновенная волна, на высокочастотном крыле — необыкновенное излучение; четвертая гармоника частично поляризована как необыкновенная волна; более высокие гармоники слабы и сильно размыты. Излучение части активной области короны, расположенной над токовым слоем, обладает сплошным спектром с эффективной температурой $T_{\text{эфф}} = T_{\text{к}}$ (где $T_{\text{к}}$ — температура короны) на частотах $\omega < 2\omega_{H_0}$ для обыкновенных и на частотах $\omega < 3\omega_{H_0}$ — для необыкновенных волн; на более высоких частотах радиоизлучение из указанной области практически отсутствует.

Особый характер частотного спектра и поляризации дает возможность обнаруживать и изучать нейтральные слои в короне по их тепловому циклотронному радиоизлучению, если кинетическая температура в таком слое $T \sim 10^7$ — 10^8 К, толщина слоя $l \gtrsim 10^2$ см. Циклотронные линии расположены в начале дециметрового диапазона (длина волны 10—20 см), если $H_0 \sim 300$ Э. Для уверенной регистрации и изучения циклотронных линий в солнечной короне необходимы спектрографы с общим перекрытием по частоте $\Delta\omega/\omega \gtrsim 3$ или многоканальная приемная аппаратура в том же диапазоне (с интервалом $\leq 0,05 \omega$ между соседними каналами), объединенная с антенными системами высокой направленности (доли 1'). Однако обнаружение циклотронных линий в составе солнечного радиоизлучения, по-видимому, возможно и более скромными средствами.

Изучение распространения электромагнитных волн сквозь нейтральный слой показало³, что здесь при определенных условиях реализуется новый тип линейного взаимодействия. Однако в солнечной короне для широкого интервала углов между направлением магнитного поля и направлением распространения волны указанное взаимодействие отсутствует и знак поляризации излучения при прохождении сквозь нейтральный слой сохраняется неизменным. Это позволило объяснить противоположную поляризацию обеих компонент «биполярных» источников солнечного радиоизлучения, наблюдаемую в диапазоне метровых волн⁴.

ЛИТЕРАТУРА

1. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1977.
2. Железняков В. В., Злотник Е. Я. Тепловое циклотронное излучение нейтральных токовых слоев в солнечной короне. — Sol. Phys., 1979 (в печати).
3. Железняков В. В. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 560.
4. Железняков В. В., Злотник Е. Я. — Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1977, т. 20, с. 1444.