

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(28—29 мая 1980 г.)**

28 и 29 мая 1980 г. в Физическом институте им П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

28 мая

1. А. П. Л е в а н ю к, Д. Г. С а н н и к о в. Современное состояние теории фазовых переходов в сегнетоэлектриках.

2. И. В. Иванов. Низкотемпературные сегнетоэлектрики: диэлектрическая нелинейность и параметрические взаимодействия в СВЧ диапазоне.

3. О. Г. Вендик. Сегнетоэлектрические пленки (динамика мягкой моды, применение в технике СВЧ).

29 мая

4. А. М. Гальпер, Ю. Д. Котов, Б. И. Лучков. Диффузное космическое гамма-излучение.

5. В. Е. Нестеров, О. Ф. Прилудский. Дискретные источники космического гамма-излучения.

6. В. Г. Кириллов-Угрюмов, Р. З. Сагдеев, Ю. П. Семенов. Перспективы наблюдательной гамма-астрономии.

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

537.226 33(048)

А. П. Леваниук, Д. Г. Санников. Современное состояние теории фазовых переходов в сегнетоэлектриках. В настоящее время накопилось большое число экспериментальных данных по структурным фазовым переходам разного типа. Для интерпретации и классификации этого материала наиболее эффективным оказывается феноменологический подход, основанный на теории фазовых переходов Ландау¹. Фазовые переходы в сегнетоэлектриках являются типичным примером структурных переходов, причем относительно хорошо изученным, поскольку сегнетоэлектрики — удобный объект исследования, представляющий практический интерес. Настоящий доклад посвящен рассмотрению характерных особенностей различных типов структурных фазовых переходов на примере сегнетоэлектриков.

Структурные фазовые переходы, т. е. переходы, при которых происходит изменение симметрии кристалла (мы исключаем из рассмотрения изоморфные переходы), можно разделить на два больших класса: соразмерные и несоизмерные фазовые переходы. Для определенности ограничимся рассмотрением переходов типа смещения. Здесь изменение симметрии при переходе определяется атомными смещениями, отвечающими одной нормальной координате, т. е. одной статической «волне смещений» атомов. В большинстве известных случаев период этой волны смещений в 1, 2, 3, 4 раза больше периода кристаллической решетки симметричной фазы. Такие переходы и называются соразмерными. В последнее время в различных соединениях (в том числе и в сегнетоэлектриках) наблюдаются несоизмерные фазовые переходы, при которых период волны возникающих смещений атомов не кратен, не соизмерим с периодом кристаллической решетки симметричной фазы. В результате кристалл в несоизмерной фазе утрачивает периодичность вдоль определенного направления, что практически означает очень большой размер элементарной ячейки.

Различие соразмерных и несоизмерных фазовых переходов проявляется в разном характере дисперсии мягкой ветви нормальных колебаний кристалла. В случае соразмерного фазового перехода мягкая мода локализована в k -пространстве, т. е. минимум мягкой ветви находится в определенной точке зоны Бриллюэна, которая не меняется с температурой. Такие точки выделены по симметрии и отвечают значениям $ka/2\pi = 1, 2, 3, 4$, где a — период решетки².

В случае несоизмерного фазового перехода положение минимума мягкой ветви не определяется симметрией кристалла и потому меняется с температурой. Величина $ka/2\pi$, соответствующая мягкой моде, является произвольным, вообще говоря, иррациональным числом, т. е. величины k и $2\pi/a$ не соизмеримы.

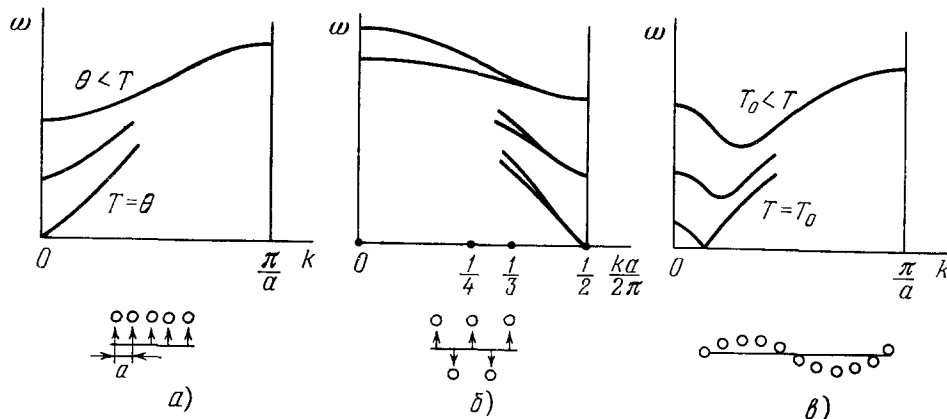
На рисунке изображены мягкие оптические ветви спектра колебаний кристалла для случаев — соразмерный фазовый переход а) без изменения трансляционной симметрии кристалла, б) с удвоением периода элементарной ячейки, в) несоизмерный фазовый переход.

К случаю а) относится переход в титанате бария. Феноменологическая теория таких переходов была разработана Гинзбургом³. Параметром порядка в этой теории является поляризация, пропорциональная координате мягкой моды. Теория Гинзбурга объяснила диэлектрические аномалии и другие свойства как титаната бария, так и многих других сегнетоэлектриков.

Случаю б) на рисунке отвечает сегнетоэлектрический фазовый переход в молибдате гадолиния. Здесь поляризация не является параметром порядка и возникает при фазовом переходе лишь потому, что пропорциональна квадратичной комбинации координат двукратно вырожденной мягкой моды. Впервые на возможность таких сегнетоэлектрических переходов обратил внимание Инденбом⁴. Позднее они были обнаружены в эксперименте и названы несобственными (см. в). Диэлектрические аномалии в несобственных сегнетоэлектриках существенно иные, чем в собственных. Здесь не наблюдается закона Кюри — Вейсса, и фазовый переход второго рода не устра-

няется электрическим полем, как это имеет место в собственных сегнетоэлектриках, описываемых теорией Гинзбурга.

Случаю с) на рисунке отвечает несоразмерный фазовый переход в сегнетоэлектриках нитрите натрия и тиомочевине. В этих кристаллах наблюдается последовательность двух переходов при понижении температуры сначала в несоразмерную фазу, а затем в обычную (соразмерную) полярную фазу. Структуру несоразмерной фазы можно характеризовать волной поляризации с периодом, на порядок и больше превышающим постоянную кристаллической решетки. Положение этой волны поляризации не фиксировано в бесконечном кристалле, т. е. волна может смещаться, не испытывая сопротивления в идеальном, бездефектном кристалле. С этим связано наличие предсказываемой теорией новой ветви колебаний акустического типа, так называемой



фазонной ветви. В отличие от акустических фононов длинноволновые фазоны всегда передемпфированы и не должны проявляться в спектрах ни инфракрасного поглощения, ни рассеяния света. Тем не менее эксперименты по исследованию колебаний, отвечающих фазонной ветви и возможных при достаточно больших значениях $k \sim k_0$, представляют несомненный интерес. Интересны эксперименты по наблюдению в несоразмерной фазе сегнетоэлектриков электрического квадрупольного момента, который из-за наличия волны поляризации аномально велик (по квадрупольному моменту даже была первоначально идентифицирована несоразмерная фаза в тригидроселените рубидия), по генерации второй гармоники света, также аномально большой, по спектрам ЯМР, имеющим свои особенности, по аномальным свойствам диэлектрической восприимчивости, теплоемкости и др. Особенностью несоразмерной фазы является сильное влияние дефектов на ее свойства. Это влияние связано с возможностью закрепления волны смещения на дефектах.

Феноменологическая теория несоразмерной сверхструктуры была впервые построена Дзялошинским⁶ для магнетиков. Аналогичный подход был применен и к несоразмерным фазовым переходам в сегнетоэлектриках⁷. Одна из возможных макроскопических, т. е. симметричных причин осуществления несоразмерных переходов была указана уже в работе Лифшица².

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. 1. — М.: Наука, 1976.
2. Лифшиц Е. М. — ЖЭТФ, 1941, т. 11, с. 255, 269.
3. Гинзбург В. Л. — ЖЭТФ, 1945, т. 15, с. 739; 1949, т. 19, с. 36; УФН, 1949, т. 38, с. 490; ФТТ, 1960, т. 2, с. 2031.
4. Инденбом В. Л. — Кристаллография, 1960, т. 5, с. 115; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1960, т. 24, с. 1180.
5. Леванюк А. П., Санников Д. Г. — УФН, 1974, т. 112, с. 561.
6. Дзялошинский И. Е. — ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1420; т. 47, с. 336, 992.
7. Леванюк А. П., Санников Д. Г. — ФТТ, 1976, т. 18, с. 423, 1927.

537.226.33(048)

И. В. Иванов. Низкотемпературные сегнетоэлектрики: диэлектрическая нелинейность и параметрические взаимодействия в СВЧ диапазоне. Диэлектрическая нелинейность сегнетоэлектриков в СВЧ диапазоне — нелинейная зависимость ионной поляризации

кристаллов от напряженности внешнего электрического поля является отражением микроскопического ангармонизма этих кристаллов и обычно описывается феноменологически в терминах равновесной термодинамики^{1, 2}. Макроскопическая характеристика кристаллов — диэлектрическая проницаемость меняется при изменении постоянного внешнего поля E_0 , а также «следит» за мгновенным значением высокочастотного поля E , если частота этого поля лежит существенно ниже частоты мягкой сегнетоэлектрической моды при данной температуре. В этом случае диэлектрическая нелинейность может быть охарактеризована коэффициентами статической и динамической нелинейности $\alpha_n^{CT}(E_0)$, $\alpha_n(E_0)$:

$$\varepsilon(E_0 + \Delta E_0) = \varepsilon(E_0) [1 + \alpha_1^{CT} \Delta E_0 + \alpha_2^{CT} (\Delta E_0)^2 + \dots], \quad (1)$$

$$\varepsilon(E_0 + E) = \varepsilon(E_0) [1 + \alpha_1 E + \alpha_2 E^2 + \dots], \quad (2)$$

где $\varepsilon(E_0)$ — малосигнальная ($E \rightarrow 0$) диэлектрическая проницаемость при данном поле смещения E_0 . Макроскопический и микроскопический³ подходы к описанию сегнетоэлектрических явлений базируются на постулировании разложений либо термодинамического потенциала, либо гамильтониана системы в ряды, коэффициенты которых пока что могут быть получены лишь из эксперимента. Для определения коэффициентов статической нелинейности (1) подходит любой эксперимент по изучению линейных диэлектрических параметров сегнетоэлектрических кристаллов в условиях изменяющегося поля смещения. Для определения коэффициентов динамической нелинейности (2) может быть использован эффект умножения частоты⁴. Измерение эффективности удвоения частоты позволяет определить $\alpha_1 = (1/\varepsilon) d\varepsilon/dE$ — коэффициент, характеризующий квадратичную нелинейность, наиболее существенную с прикладной точки зрения.

Нелинейные взаимодействия волн различной природы в твердом теле широко применяются в устройствах самых разных частотных диапазонов — от низкочастотного до оптического. Если иметь в виду взаимодействия электромагнитных волн в нелинейных кристаллических средах и ограничиться теми средами, в которых эти взаимодействия могут быть эффективными для практических приложений, то приходится констатировать, что круг известных до сих пор кристаллов, перспективных для применений в СВЧ диапазоне, крайне ограничен. Таковыми являются лишь кристаллы титаната стронция и танталата калия, обладающие в СВЧ диапазоне высокой динамической нелинейностью и малыми потерями.

Кристаллы SrTiO_3 и KTaO_3 — низкотемпературные виртуальные сегнетоэлектрики в том смысле, что в их фононных спектрах есть мягкие полярные моды, частоты которых для нулевого волнового вектора резко уменьшаются с понижением температуры и приближением ее к абсолютному нулю. При $T = 4,2$ К эти частоты составляют для SrTiO_3 и KTaO_3 соответственно 15 и 20 см^{-1} . Соответственно и диэлектрическая проницаемость этих кристаллов, а также диэлектрическая нелинейность растут с понижением температуры. На рис. 1 изображены кривые температурной зависимости диэлектрической проницаемости и динамической нелинейности кристаллов титаната стронция и танталата калия, измеренные на частоте $0,5 \cdot 10^9$ Гц. Данные о зависимости $\alpha_1(T)$ получены в эксперименте по удвоению частоты от 0,5 до 1,0 ГГц и соответствуют напряженности поля смещения, при которой α_1 достигает при $T = 4,2$ К максимальной величины. Для SrTiO_3 поле смещения E_0 (α_1^{max}) имеет порядок 0,2 кВ/см, для KTaO_3 это поле на порядок больше.

1 — титанат стронция, 2 — танталат калия.

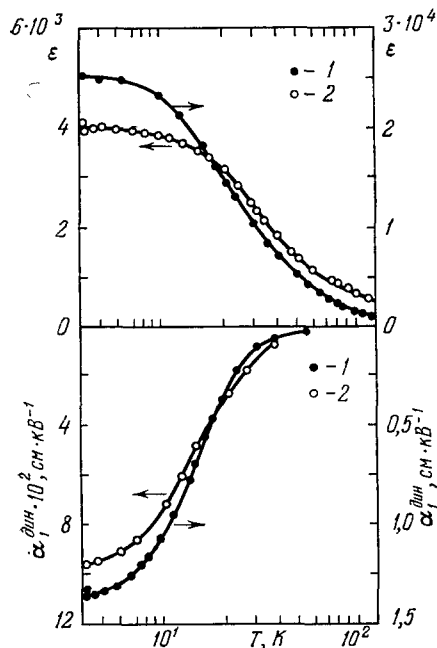


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости (слева) и коэффициента динамической нелинейности (справа) кристаллов титаната стронция и танталата калия.

1 — титанат стронция, 2 — танталат калия.

трики в том смысле, что в их фононных спектрах есть мягкие полярные моды, частоты которых для нулевого волнового вектора резко уменьшаются с понижением температуры и приближением ее к абсолютному нулю. При $T = 4,2$ К эти частоты составляют для SrTiO_3 и KTaO_3 соответственно 15 и 20 см^{-1} . Соответственно и диэлектрическая проницаемость этих кристаллов, а также диэлектрическая нелинейность растут с понижением температуры. На рис. 1 изображены кривые температурной зависимости диэлектрической проницаемости и динамической нелинейности кристаллов титаната стронция и танталата калия, измеренные на частоте $0,5 \cdot 10^9$ Гц. Данные о зависимости $\alpha_1(T)$ получены в эксперименте по удвоению частоты от 0,5 до 1,0 ГГц и соответствуют напряженности поля смещения, при которой α_1 достигает при $T = 4,2$ К максимальной величины. Для SrTiO_3 поле смещения E_0 (α_1^{max}) имеет порядок 0,2 кВ/см, для KTaO_3 это поле на порядок больше.

Эффективность нелинейных взаимодействий определяется не только динамической нелинейностью кристаллов, но также и уровнем их диэлектрических потерь. Помимо потерь фундаментального порядка — фононных потерь, которые обязаны

уменьшаться при глубоком охлаждении кристаллов за счет уменьшения заселенности соответствующих фононных мод, в нелинейных сегнетоэлектрических кристаллах проявляются и иные множественные механизмы диэлектрических потерь. На рис. 2 изображена температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь кристаллов SrTiO_3 и измеренная на частоте порядка 10^{10} Гц. Существенно различный характер температурной зависимости $\text{tg } \delta$ титаната стронция и танталата калия, кристаллов, родственных по структуре и многим физическим свойствам, по всей видимости, связан с тем, что титанат стронция при температуре порядка 110 К испытывает структурный несегнетоэлектрический фазовый переход, тогда как танталат калия при любой температуре сохраняет неизменную кубическую структуру и, подобно титанату стронция, «готовится» к сегнетоэлектрическому фазовому переходу при $T \rightarrow 0$ К.

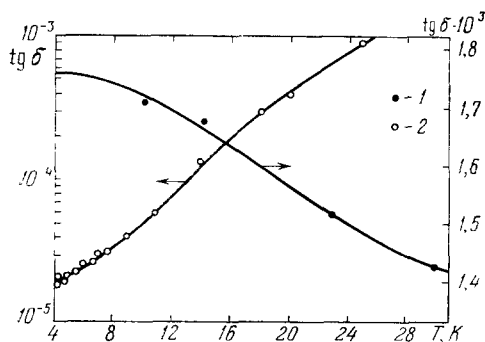


Рис. 2. Температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь кристаллов титаната стронция (1) и танталата калия (2) на частоте 10 ГГц.

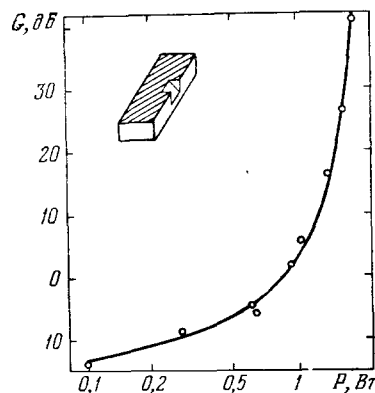


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления по мощности параметрического усилителя на кристаллическом резонаторе из титаната стронция от мощности накачки.

Ниже 110 К кристаллы титаната стронция разбиваются на структурные домены с механически напряженными границами между ними. На этих границах возможны рассеяние фононов и дополнительная диссипация энергии. Обращает на себя внимание исключительно низкий уровень потерь в танталате калия и тенденция дальнейшего снижения потерь при охлаждении ниже 4,2 К⁵. Это делает танталат калия, обладающий высокой нелинейностью (см. рис. 1), весьма перспективным для создания на его основе практически эффективных нелинейных устройств СВЧ диапазона, в первую очередь — параметрических усилителей.

Наиболее целесообразными структурами этих нелинейных устройств являются распределенные и среди их возможных вариантов нелинейные диэлектрические резонаторы^{6,7}. Таковыми, в частности, могут быть отрезки линий передачи, заполненные сегнетоэлектриком. Наиболее простыми для расчета и эксперимента явились линии с поперечными электромагнитными полями (ТЕМ типа). Расчет для отрезка такой линии, возбуждаемого интенсивным источником накачки на частоте k -го тона, при возбуждении в нем колебаний на частотах двух других тонов ($\omega_m, \omega_n; \omega_k = \omega_m + \omega_n$) дает следующее простое соотношение для порога параметрического усиления (коэффициент усиления по мощности $G = 1$):

$$u_{\text{ок}}^{\text{пор}} = \frac{4 \text{tg } \delta l}{\alpha} \sqrt{\frac{\omega_m}{\omega_n}}, \quad (3)$$

где $u_{\text{ок}}$ — амплитуда стоячей волны напряжения накачки в разомкнутом с двух концов отрезке линии длины l : $u_k = u_{\text{ок}} \cos(k\pi x/l)$, $\text{tg } \delta_l$ — эффективное значение тангенса угла потерь резонатора (рис. 2), собственная добротность которого $Q_0 = 1/\text{tg } \delta_l$. При $u_{\text{ок}} = u_{\text{ок}}^{\text{пор}} (1 + \beta)$, где β — коэффициент связи резонатора с внешними цепями, в системе наступает самовозбуждение ($G \rightarrow \infty$). На рис. 3 изображен график коэффициента усиления в его зависимости от мощности накачки⁸. Эти данные получены на усилителе, представлявшем собой металлизированную с двух сторон пластину из монокристалла SrTiO_3 . Усилитель работал в квазивырожденном режиме ($\omega_k = 2\omega_m = 2\omega_n$); частота сигнала $\omega_c \approx \omega_m$ при импульсной накачке. Последнее обстоятельство было связано с относительно высокими потерями в металлизированном резонаторе. При «прозрачных» электродах, толщина которых меньше толщины скин-

слоя, удается мало возмущать добротность, определяемую потерями лишь в диэлектрике, а так как потребная для данного усиления мощность накачки пропорциональна кубу тангенса угла потерь, то создаются условия для работы усилителя с непрерывной накачкой, напряженность поля которой достаточно мала, чтобы не нарушать равновесных условий в среде. В этом случае уровень собственных шумов усилителя будет определяться лишь равновесными тепловыми процессами в решетке диэлектрика, из которого изготовлен глубоко охлаждаемый резонатор. Расчет, обычный для параметрических усилителей, показывает, что эффективная шумовая температура резонатора, работающего в вырожденном режиме при большом усилении ($G \gg 1$), будет стремиться к значению $T_{ш} \rightarrow T_0/2\beta$, т. е. составлять единицы К при охлаждении до жидкого гелия. Столь низкая шумовая температура позволяет сравнить усилитель на низкотемпературном сегнетоэлектрике с мазером резонаторного типа. Разумеется, возможен и вариант усилителя бегущей волны, эффективная шумовая температура которого при большом распределенном усилении стремится к $T_{ш} \rightarrow (T_0/2) + T_n$, где, как и выше, T_0 — температура диэлектрика, а T_n — температура согласованной нагрузки линии на комбинационной частоте. Отсутствие необходимости в сильном стабильном магнитном поле, защищенность от перегрузок по входу вплоть до уровня сигнала, превосходящего уровень накачки, возможная малая чувствительность к изменению мощности накачки, высокая радиационная стойкость — все эти свойства параметрических усилителей на низкотемпературных сегнетоэлектриках делают эти устройства весьма перспективными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. — ЖЭТФ, 1945, т. 15, с. 739.
2. Devonshire A. F. — Phil. Mag., 1949, т. 40, с. 1040.
3. Вакс В. Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. — М.: Наука, 1973.
4. Иванов И. В., Морозов Н. А. — ФТТ, 1965, т. 7, с. 3527.
5. Бузин И. М., Иванов И. В., Чистяев В. А. — Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 1011.
6. Иванов И. В. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. физ., астр., 1973, № 4, с. 501.
7. Белокопытов Г. В. — Ibid., 1977, т. 18, № 2, с. 61; № 5, с. 103.
8. Иванов И. В., Белокопытов Г. В., Сычев В. М. — Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 19, 1011.

37.226.33(048)

О. Г. Вендик. Сегнетоэлектрические пленки (динамика мягкой моды, применение в технике СВЧ. История развития физики твердого тела показывает закономерность перехода на определенном этапе от изучения объемных образцов к исследованию пленок. Свойства сегнетоэлектрических пленок при $T > T_c$ в поле СВЧ представляют существенный интерес как для физики сегнетоэлектричества, так и для технических применений в приборах СВЧ. Исследования сегнетоэлектриков, предпринятые основоположниками сегнетоэлектрического направления в физике твердого тела И. В. Курчатовым и Б. М. Вулом, развивались в непосредственной связи с практическими приложениями в электронике. Большой вклад наряду с физикой сегнетоэлектричества сделан в практические приложения работами школы Г. А. Смоленского.

На рис. 1 показана зависимость диэлектрической проницаемости объемного образца и пленок SrTiO_3 и твердого раствора $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3$ от температуры и напряженности постоянного смещающего поля¹⁻³. Из приведенных экспериментальных данных видно, что в пленках сегнетоэлектрический фазовый переход становится более размытым, чем в объемном образце. Отличие диэлектрических свойств тонкого слоя от свойств объемного образца принято называть размерным эффектом. Наряду с очевидной ролью пространственной дисперсии в образовании размерного эффекта могут принимать участие носители заряда, присутствующие в сегнетоэлектрике.

Наличие носителей заряда в сегнетоэлектрической пленке проявляется через диффузионный ток. Учет влияния диффузионного тока в сочетании с нелокальностью связи сегнетоэлектрической поляризации и электрического поля был выполнен на основании следующей модели, справедливой при $T > T_c$ ⁴:

1. Сегнетоэлектрическая поляризация нелокально связана с возбуждающим ее полем. Учет нелокальности на основе идей В. Л. Гинзбурга о корреляционной энергии приводит к дифференциальным уравнениям второго порядка для вектора поляризации.

2. Связь диффузионного тока с полем и индукцией также описывается дифференциальным уравнением второго порядка.

3. Все уравнения линеаризованы в отношении приложенного поля и отклика в виде поляризации и диффузионного тока, переменные величины гармонически изменяются во времени.

4. Граничными условиями служат равенство нулю вектора поляризации на поверхности сегнетоэлектрического кристалла⁵ и следующее соотношение для нормального компонента вектора индукции:

$$D_n + \kappa \frac{\partial D_n}{\partial x_n} = 0.$$

Существуют возможности экспериментального определения параметра κ и изучения влияния технологии обработки поверхности сегнетоэлектрической пленки на величину этого параметра.

В случае, когда электрическое поле нормально к поверхности пленки, полученные соотношения позволяют вычислить сдвиг эффективной температуры Кюри в функции от толщины пленки, зависимость $\epsilon_{эфф}$ от частоты, на которой проводится измерение⁶.

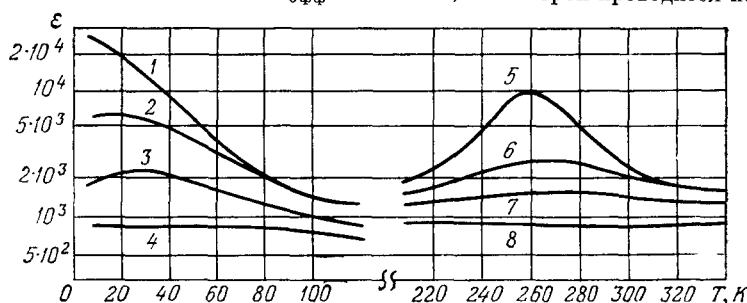


Рис. 1. Диэлектрическая проницаемость объемных образцов и пленок сегнетоэлектриков в функции от температуры и напряженности смещающего поля.

1, 2 — монокристалл SrTiO_3 ; 3, 4 — керамическая пленка SrTiO_3 на подложке из BeO ; 5, 6 — объемный образец керамики $(\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4})\text{TiO}_3$; 7, 8 — пленочные образцы той же керамики на подложке из BeO . 1, 3, 5, 7 — $E_{см} = 0$; $E_{см}(\text{кВ}) = 2$ (2), 20 (4, 6) и 50 (8).

Серия измерений для монокристаллических слоев SrTiO_3 позволила определить характерные параметры размерного эффекта для этого материала⁷. В случае, когда электрическое поле касательно к поверхности пленки, носители заряда в пленке не принимают участия в высокочастотных процессах, так как $\text{div } D = 0$ в силу того, что в пленке распространяется плоская поперечная волна.

Отличие динамики сегнетоэлектрической моды в пленке от динамики моды в объемном образце выражается в сдвиге T_c , изменении диэлектрической проницаемости и затухания. Указанные явления проявляются в виде размерных эффектов с характерными длинами: l_c — радиус корреляции сегнетомоды, $l_g = \sqrt{\alpha g / \omega}$ — глубина диффузии носителей заряда при заданной частоте переменного поля.

Результаты измерений диэлектрических параметров пленок на радиочастотах и на СВЧ можно экстраполировать в рамках рассмотренных моделей до частот, соответствующих частоте сегнетомоды ω_c . Большое значение имели бы экспериментальные исследования пленок на частотах, близких к ω_c , т. е. на частотах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Экспериментальные зависимости ϵ от температуры для пленок, полученных по одной и той же технологии на твердой подложке, измеренные в поле, касательном или нормальном к поверхности пленки, показывают, что в случае касательного поля фазовый переход размыт в значительно большей степени⁸. Таким образом, экспериментальные данные говорят о наличии анизотропии размытия фазового перехода в сегнетоэлектрической пленке.

Использование тонких сегнетоэлектрических пленок, нанесенных непосредственно на диэлектрическую подложку с высокой теплопроводностью, обеспечило надежное исследование нелинейных эффектов в сегнетоэлектриках, находящихся в интенсивном электрическом поле СВЧ. На этой основе были проведены измерения в непрерывном режиме. Было обнаружено, что с понижением толщины пленки зависимость $\text{tg } \delta$ от амплитуды напряженности СВЧ поля резко уменьшается⁸.

Наиболее интересным эффектом, возникающим в сегнетоэлектрике под действием сильного поля СВЧ, является неравновесный разогрев тепловых акустических фононов. Экспериментальное исследование этого явления заключалось в измерениях шумового излучения пленочного сегнетоэлектрического образца, находящегося в сильном СВЧ поле. На рис. 2 дана зависимость $T_{эфф}$ от частоты и напряжения накачки, приложенной к пленочному активному элементу. Пленка с меньшей толщиной показывает существенно меньшую температуру шумового излучения^{6, 9}.

Итак, для нелинейных процессов в сегнетоэлектрической пленке в сильном СВЧ поле характерен размерный эффект — изменение порога нелинейности при изменении

толщины пленки. Критическим размером в этом случае служит длина волны гиперзвука в пленке на частоте СВЧ поля. Понимание этого эффекта позволило осуществить малошумящий параметрический усилитель на активном элементе из сегнетоэлектрической пленки^{8, 9, 10}.

Диэлектрическая нелинейность сегнетоэлектрических пленок служит основой их использования в устройствах СВЧ диапазона, в которых реализуется управление фазой или амплитудой волны путем изменения напряженности постоянного смещающего поля, приложенного к сегнетоэлектрику. Достоинством устройств управления СВЧ волной на основе сегнетоэлектрической пленки является высокое быстродействие, способность работать на высоком уровне СВЧ сигнала, высокая радиационная стойкость⁸. Следует обратить особое внимание на устройства СВЧ микроэлектроники, использующие в качестве основы диэлектрическую подложку с нанесенной на нее

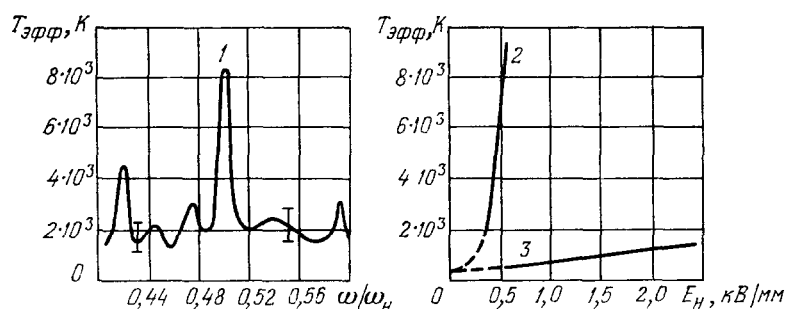


Рис. 2. Эффективная температура шума пленочного планарного конденсатора, находящегося в СВЧ поле накачки.

Пленка SrTiO_3 при $T = 77 \text{ K}$; $f_n = 2,5 \text{ ГГц}$; 1 — $E_n = 0,5 \text{ кВ/мм}$; толщина пленки 1, 2 — 5,0 мкм, 3 — 1,5 мкм.

сегнетоэлектрической пленкой. Примером служит модуль ФАР, использующий копланарный волновод с сегнетоэлектрической пленкой в качестве управляемого фазовращателя¹¹. Совершенствование промышленной технологии сегнетоэлектрических пленок на диэлектрической подложке создает физико-технологическую основу производства дешевых интегральных схем СВЧ диапазона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вербицкая Т. Н. — В кн. Титанат бария. — М.: Наука, 1973. — С. 171; в кн. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. — М.: Сов. радио, 1979. — С. 62.
2. Бузин И. М. и др. — ФТТ, 1972, т. 14, с. 2053.
3. Вендик О. Г. и др. — ФТТ, 1974, т. 16, с. 1222.
4. Вендик О. Г., Мироненко И. Г. — Ibid., с. 3445; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т. 39, с. 1057; Ferroelectrics, 1975, v. 9, p. 45.
5. Vendik O. G., Rosenberg L. A. — J. Phys. Soc. Japan, 1970, v. 28, Suppl., p. 43.
6. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ/Под ред. О. Г. Вендика. — М.: Сов. радио, 1979.
7. Вендик О. Г. и др. — ФТТ, 1980, т. 22.
8. Ter-Martirosyan L. T., Prudan A. M. — Ferroelectrics, 1978, v. 20, p. 11, 220.
9. Вендик О. Г. и др. — Радиотехн. и электрон., 1973, т. 16, с. 2652; 1977, т. 22, с. 879; 1978, т. 23, с. 175.
10. Вендик О. Г. и др. — Электрон. пром., 1979, вып. 7, с. 79.
11. Барыбин А. А. и др. — Микроэлектроника, 1979, т. 8, с. 3.

523.165 (048)

А. М. Гальпер, Ю. Д. Котов, Б. И. Лучков. Диффузное космическое гамма-излучение. В последние несколько лет в гамма-астрономии, наблюдающей Вселенную в наиболее энергичной части электромагнитного спектра (энергия кванта $\geq 10^5 \text{ эВ}$), наметился существенный прогресс (см., например, обзор¹). Связан он с запуском специализированных спутников с гамма-телескопом на борту^{2, 3}. Среди них наиболее важный результат получен на Европейском спутнике COS-B⁴.

Детально было изучено галактическое гамма-излучение в диапазоне энергий 70—5000 Мэв. Показано, что почти 90% всего гамма-излучения составляет диффузное,

непрерывно распределенное по Млечному Пути излучение и лишь $\sim 10\%$ приходится на долю дискретных (точечных) источников.

Диффузное галактическое гамма-излучение возникает в основном в результате взаимодействия космических лучей с межзвездным газом через процессы тормозного излучения электронов и рождения в ядерных столкновениях π^0 -мезонов с последующим их распадом на два гамма-кванта⁶. Отсюда понятен интерес к исследованию диффузного гамма-излучения, интенсивность которого пропорциональна плотности космических лучей и колонной плотности межзвездного газа на луче зрения.

Наблюдательные данные позволяют рассчитать распределение объемной светимости в γ -лучах в зависимости от расстояния от центра Галактики^{6, 7}. Расчет демонстрирует значительное возрастание светимости на расстоянии 4—8 кпс, соответствующем

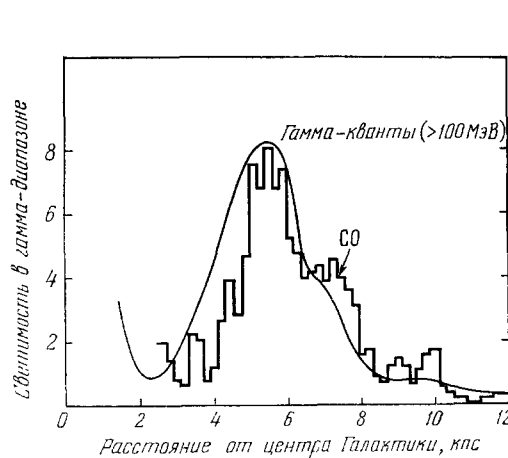


Рис. 1. Радиальные распределения объемной γ -светимости⁷ и объемной светимости в линии 2,64 мм молекул CO⁸.

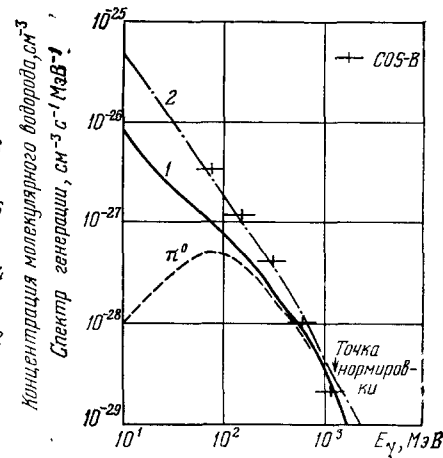


Рис. 2. Дифференциальный энергетический спектр галактического γ -излучения.

Показаны спектр γ -квантов от распада π^0 -мезонов и суммарные спектры от процессов тормозного излучения электронов и распад π^0 -мезонов при разных соотношениях ядерной и электронной компонент. Экспериментальные⁴ и расчетные спектры нормированы при $E_\gamma = 400$ Мэв. 1 — «обычное» отношение e/p ; 2 — количество электронов увеличено в 5,5 раза.

Большому Галактическому Кольцу (рис. 1). Наиболее разумная интерпретация этого результата заключается в том, что в этом кольце сосредоточено большое количество водорода в молекулярном состоянии, плотность которого в несколько раз превышает плотность атомарного водорода, регистрируемого по радиоизлучению на длине волны 21 см.

Этот важный результат подтверждает данные, полученные по регистрации излучения межзвездных молекул CO, которые возбуждаются при столкновениях с молекулярным водородом⁸.

Распределение гамма-светимости в направлении антицентра Галактики позволило оценить плотность космических лучей на периферии Галактики. Было показано, что плотность космических лучей убывает к периферии, что свидетельствует в пользу галактической природы космических лучей⁹.

Показано, что наилучшее согласие измеренных дифференциальных энергетических спектров диффузного гамма-излучения от различных участков Галактики¹⁰ (рис. 2) с расчетными достигается в том случае, когда содержание электронной компоненты космических лучей должно быть увеличено. Вместо соотношения ядерной и электронной компонент, равного вблизи Земли 100 : 1 (кривая 1), получается соотношение 100 : 5 (кривая 2).

Наконец, об изотропном метагалактическом гамма-излучении, которое удастся выделить при наблюдении высоких галактических широт. В настоящее время появилась тенденция объяснить метагалактическое гамма-излучение совокупностью излучения дискретных внегалактических источников типа сейфертовой галактики

НАС4151¹¹. Это позволяет объяснить неоднородности в энергетическом спектре метagalактического гамма-излучения нерегулярными спектрами дискретных источников.

В заключение отметим, что полученные результаты в существенной мере зависят от углового и энергетического разрешения телескопов. Это относится в первую очередь к выделению вклада излучения от дискретных источников и определению доли электронов в космических лучах по γ -излучению в диапазоне энергий 10—50 МэВ. Поэтому дальнейшее продвижение в наблюдательной гамма-астрономии связано с созданием более совершенных телескопов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гальпер А. М., Лучков Б. И., Прилуцкий О. Ф.— УФН, 1979, т. 128, с. 313.
2. Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A. et al.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 198, p. 163.
3. Scarsi L., Bennett K., Bignami G. F. et al.— In: Proc. of 12th ESLAB Symposium, 1977,— P. 3.
4. Mayer-Hasselwander H. A., Bennett K., Bignami G. F. et al.— In: Proc. of 9th Texas Symposium, 1979.— *Annals of the New York Academy of Sciences*.
5. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И.— УФН, 1964, т. 84, с. 201.
6. Strong A. W.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 8, p. 617.
7. Stecker F. W.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 212, p. 60.
8. Scoville N. Z., Solomon P. M., Sanders D. B.— In: *The Structure and Content of the Galaxy and Galactic gamma-rays GSFC*, 1976.— P. 163.
9. Dodds D., Strong A. W., Wolfendale A. W. et al.— *J. Phys. Ser. A*, 1975, v. 8, p. 624.
10. Swanenburg B. N., Bennett K., Bignami G. F. et al.— *Nature*, 1978, v. 275, p. 298.
11. Schönfelder V.— *Nature*, 1978, v. 274, p. 344.
12. Гальпер А. М., Лучков Б. И.— *Письма в Астрон. ж.*, 1979, т. 5, с. 317.

523.165(048)

В. Е. Нестеров, О. Ф. Прилуцкий. Дискретные источники космического гамма-излучения. Если существование диффузного гамма-излучения было предсказано задолго до появления наблюдательной гамма-астрономии, то открытие мощных дискретных источников космических гамма-лучей было довольно неожиданным. На первых этапах развития наблюдательной гамма-астрономии данные по дискретным источникам оставались весьма скудными. Это было обусловлено двумя причинами. Во-первых, даже при относительно большой интенсивности источников потоки фотонов являются очень малыми: они лежат в пределах от 10^{-6} до 10^{-5} фотонов/см² с в области энергий более 100 МэВ. Во-вторых, угловое разрешение спутниковых гамма-телескопов по современным астрономическим меркам является очень плохим: полная ширина диаграммы направленности на половине высоты для телескопа на спутнике COS-B, на котором были получены основные данные по дискретным источникам, при энергии 100 МэВ составляет около 6°. Плохое угловое разрешение и ограниченная статистика наблюдений создают серьезные трудности при поиске астрофизических объектов, связанных с источниками гамма-лучей.

Первые более или менее достоверные результаты по дискретным источникам космического гамма-излучения были получены на специализированном спутнике SAS-2, работавшем в течение 7 месяцев в 1972—73 гг.¹ Было обнаружено гамма-излучение от двух наиболее быстрых радиопульсаров — PSR 0833—45 и NP 0532. В области антицентра Галактики был обнаружен до сих пор неотожествленный источник γ 195+5, излучение которого оказалось пульсирующим с периодом 59 с; период пульсаций источника возрастал с довольно большой скоростью $\dot{P} \sim 2 \cdot 10^{-9}$ с/с. Весьма неожиданным было сообщение о регистрации гамма-излучения от пульсаров PSR1747—46 и PSR1818—04; для объяснения наблюдаемой интенсивности этих объектов нужно было предположить, что основная часть энергии, высвобождающейся при торможении вращающейся нейтронной звезды, перерабатывается в энергию гамма-излучения. И, наконец, на спутнике SAS-2, так же как и несколько ранее на аэростатном советском телескопе группы МИФИ², были получены указания на наличие гамма-излучения от необычного рентгеновского и радиоисточника Лебедь X-3³.

Новый этап в развитии гамма-астрономии начался с запуском второго специализированного спутника COS-B в августе 1975 г. Этот спутник успешно работает до сих пор, хотя планируемое время работы составляло всего один год. Одним из основных результатов наблюдений на этом телескопе было обнаружение большого числа дискрет-

ных источников гамма-излучения. Анализ данных, полученных за первые 2,5 года работы спутника, привел к составлению каталога из 25 источников *. Параметры обнаруженных источников приведены в табл. I, а распределение источников по небесной

Таблица I

Каталог источников гамма-излучения 2CG

Наименование источника	Статистическая значимость	Галактические координаты	Ошибка положения	Потоки, $E \geq 100$ МэВ (10^{-6} фот/см ² с)	Спектральный параметр
2CG006—00	10,2	6,7 —0,5	1,0	2,4	0,39
2CG010—31	5,7	10,5 —31,5	1,5	1,2	
2CG013+00	5,3	13,7 0,6	1,0	1,0	0,68
2CG036+01	4,9	36,5 1,5	1,0	1,9	0,27
2CG054+01	5,3	54,2 1,7	1,0	1,3	0,20
2CG065+00	5,5	65,7 0,0	0,8	1,2	0,24
2CG075+00	5,8	75,0 0,0	1,0	1,3	
2CG078+01	11,9	78,0 1,5	1,0	2,5	
2CG095+04	4,9	95,5 4,2	1,5	1,1	
2CG121+04	4,9	121,0 4,0	1,0	1,0	0,43
2CG135+01	4,9	135,0 1,5	1,0	1,0	0,31
2CG184—05	20,6	184,5 —5,8	0,4	3,7	0,18
2CG195+04	27,1	195,1 4,5	0,4	4,8	0,33
2CG218—00	6,2	218,5 —0,5	1,3	1,0	0,20
2CG235—01	5,0	235,5 —1,0	1,5	1,0	
2CG263—02	35,7	263,6 —2,5	0,3	13,2	0,36
2CG284—00	6,5	284,3 —0,5	1,0	2,7	
2CG288—00	4,8	288,3 —0,7	1,3	1,6	
2CG289+64	6,5	289,3 64,6	0,8	0,6	0,15
2CG311—01	5,6	311,5 —1,3	1,0	2,1	
2CG333+01	5,4	333,5 1,0	1,0	3,8	
2CG342—02	8,9	342,9 —2,5	1,0	2,0	0,36
2CG353+16	5,1	353,3 16,0	1,5	1,1	0,24
2CG356+00	5,3	356,5 0,3	1,0	2,6	0,46
2CG359—00	6,3	359,5 —0,7	2,0	1,8	

Примечание. Под спектральным параметром понимается отношение потоков в областях $E \geq 300$ МэВ и $E \geq 100$ МэВ.

сфере иллюстрируется на рисунке. Открытие многочисленных источников в первую очередь связано с увеличением статистики наблюдений: если на спутнике SAS-2 было зарегистрировано около 5 тыс. фотонов от плоскости Галактики, то к 1978 г. число зарегистрированных на спутнике COS-B фотонов уже достигло 64 тыс. Можно ожидать, что наблюдения на более чувствительном телескопе «Гамма» должны привести к заметному увеличению списка дискретных источников гамма-излучения.

Из 25 источников, входящих в каталог, отождествлено всего лишь три: пульсары PSR 0833-45, NP 0532 и квазар 3C 273. Еще один источник, 2CG 353+16, может быть связан с гигантским газо-пылевым облаком в созвездии Змееносца. Природа остальных источников остается неизвестной, и в настоящее время мы можем обсуждать лишь

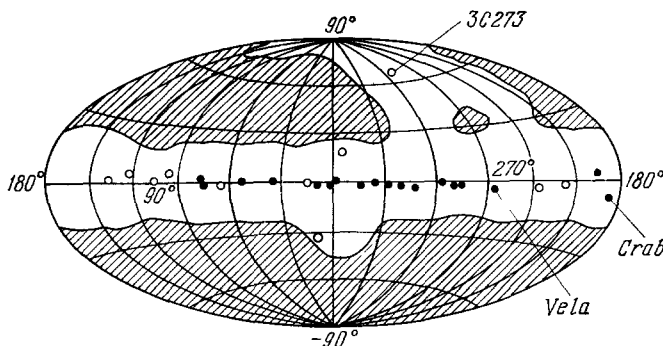
Таблица II

Характеристики неотожествленных гамма-источников

Угловые размеры	Менее $1-2^\circ$
Интенсивность, $E \geq 100$ МэВ	$(1-5) \cdot 10^{-6}$ фот/см ² с
Поток энергии, $E \geq 100$ МэВ	$(0,4-2) \cdot 10^{-12}$ Вт/м ²
Спектр	Различный, в среднем E^{-2}
Временная переменность	Не исключена
Расстояние до источников	2—7 кпс
Светимость, $E \geq 100$ МэВ	$(0,4-5) \cdot 10^{29}$ Вт
Светимость в других диапазонах	$L_X < 0,1 L_\gamma$ $L_{\text{рад}} \ll L_\gamma$

среднестатистические характеристики этих объектов. Основной особенностью населения галактических дискретных источников гамма-излучения является исключительно сильная концентрация вблизи галактической плоскости. Среднестатистические характеристики неотождествленных галактических гамма-источников приведены в табл. II⁴.

В настоящее время основным препятствием к отождествлению дискретных источников гамма-излучения является недостаточное угловое разрешение гамма-телескопов



Распределение источников каталога 2CG по небесной сфере. На рисунке показана граница области, в которой проводился поиск дискретных источников.

Наблюдения на телескопе «Гамма» позволят продвинуться в решении этой проблемы благодаря, во-первых, более высокому угловому разрешению трековых детекторов телескопа и, во-вторых, применению нового способа построения изображений в гамма-лучах. Этот способ, предложенный в ИКИ АН СССР⁵ и, независимо, в Саутгемптонском университете⁶, предусматривает использование метода кодирования апертуры и позволяет, в принципе, повысить угловое разрешение гамма-телескопов до одной угловой минуты и более.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A. et al.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 198, p. 163.
2. Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Курочкин А. В. и др.— *Письма ЖЭТФ*, 1973, т. 18, с. 24.
3. Lamb R. C., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 212, p. L63.
4. Hermesen W. Thesis.— Leiden University, 1980.
5. Prilutskii O. F.— In: *Proc. of XXII COSPAR Session*.— Bangalore, 1979.— P. 33.
6. Ramsden D.— *Ibid.*— P. 33.

523.165(048)

В. Г. Кириллов-Угрюмов, Р. З. Сагдеев, Ю. П. Семенов. Перспективы наблюдательной гамма-астрономии. Перспективы любой отрасли наблюдательной астрономии определяются развитием методики эксперимента, техническими и материальными возможностями осуществления научных программ.

Мягкое гамма-излучение с энергией от 0,1 до 10 МэВ представляет интерес для астрофизики, поскольку этот диапазон включает энергетические спектры ядер и аннигиляционную линию позитрона. Существенный прогресс в изучении мягкого космического гамма-излучения ожидается в связи с запуском тяжелых американских спутников HEAO. Спутник HEAO-3, запущенный в сентябре 1979 г., оснащен гамма-спектрометром с кристаллом германия объемом 400 см³. Разрешающая способность спектрометра равна 2,2 кэВ при энергии квантов около 1 МэВ. Разрабатывается проект запуска с помощью транспортного корабля «Шаттл» обсерватории гамма-лучей GRO, где будет установлено пять крупных приборов для исследования мягкого гамма-излучения и гамма-лучей средних энергий.

Прототипом современных гамма-телескопов средних энергий на космических аппаратах явился советский гамма-телескоп на спутниках «Космос-251» и «Космос-264»¹. Для всех телескопов этого типа составными элементами являются многопластинчатые искровые камеры для регистрации электрон-позитронных пар от конверсии гамма-квантов и система сцинтилляционных и направленных черенковских счетчиков для запуска искровых камер и подавления фона заряженных частиц.

Большая часть современных статистических данных в области средних энергий, где может проявиться широкий максимум в спектре от π^0 -мезонов, получена на европейском специализированном спутнике COS-B². Вместе с тем, поскольку энергетический порог телескопа на COS-B превышал 50 МэВ, область спектра от 10 до 50 МэВ осталась пока слабо изученной. Измерения потоков гамма-излучения в этом диапазоне энергий дали бы возможность определить соотношение электронной и ядерной компонент в космических лучах. Это важно при анализе возможных источников частиц высоких энергий в понимании механизма вспышек, в том числе и на Солнце.

В МИФИ разработан телескоп для диапазона гамма-квантов от 10 до 100 МэВ. Порог регистрации телескопа удалось снизить за счет утончения электродов камеры до 0,01 радиационной длины и замены черенковского счетчика на время-пролетную систему. Первая модель телескопа прошла испытания при подъеме на высотных аэростатах в СССР и Индии³.

Несмотря на впечатляющие результаты в исследовании космических источников гамма-излучения с энергией более 50 МэВ, которые были получены на спутниках SAS-2 и COS-B^{4, 5}, ряд принципиально важных для астрофизики вопросов еще остается открытым. Среди них вопрос о составе космического гамма-излучения: является ли определяющим в этом потоке диффузная компонента, возникающая при взаимодействии космических лучей с межзвездным газом, или основной вклад вносят неразрешенные дискретные источники?

Природа самих дискретных источников, за исключением двух гамма-пульсаров, также пока не ясна. Для решения подобных вопросов необходимо создание нового поколения гамма-телескопов с существенно более высокой чувствительностью, с лучшим угловым и энергетическим разрешением. Исследование в гамма-диапазоне нестационарных объектов, например типа сейфертовской галактики NGC 4151, где наблюдаются резкие колебания в рентгеновском излучении в масштабе минут, требует одновременных комплексных измерений в разных областях электромагнитного спектра.

Проект орбитальной космической обсерватории «ОКО», где одновременно можно исследовать объекты в рентгеновском и двух гамма-поддиапазонах, разрабатывается в СССР группой лабораторий (головное учреждение — Институт космических исследований АН СССР) с участием двух французских лабораторий из Сакле и Тулузы.

Проект предусматривает в ближайшие годы выведение на космическом корабле научного оборудования обсерватории весом до двух тонн на орбиту высотой порядка 300 км. Корабль обеспечивает наведение осей телескопа на исследуемый объект и удержание осей за время экспозиции с точностью не менее 30'.

Основная установка на «ОКО» — телескоп «Гамма» для исследования гамма-квантов с энергией выше 50 МэВ⁶. Широкозаязорная искровая камера телескопа с площадью 50×50 см² позволяет довести точность измерений углов прихода гамма-квантов с энергией 100 МэВ до 2°. Регистрация искр осуществляется с помощью видикона. Для прецизионных измерений и калибровки прибора в полете предусмотрена возможность и фоторегистрации.

На рис. 1 показаны результаты контрольных измерений камеры на пучках меченых гамма-квантов на ускорителях ДЭЗИ и ФИАН «Пахра»⁷. В настоящее время разрабатывается система для проведения части измерений с решетчатым кодирующим коллиматором над искровой камерой, который позволит довести угловое разрешение до 20' ⁸.

Особое внимание при разработке телескопа уделено исследованию фоновых условий. С этой целью проводится специальный эксперимент с малогабаритным гамма-телескопом на орбитальном комплексе «Салют-6» — «Союз» — «Прогресс». Для подавления фона заряженных частиц и вторичных гамма-квантов в систему управления телескопом «Гамма» включены антисовпадетельные счетчики, газовый черенковский счетчик с порогом 9 МэВ для электронов и 18 ГэВ для протонов, а также время-пролетная система с разрешением 1 нс на базе 70 см. Ионизационный калориметр, сопряженный с телескопом, позволяет измерять энергию гамма-квантов с точностью около 35%.

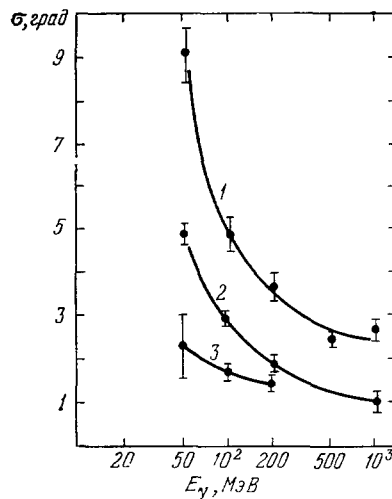


Рис. 1. Результаты калибровки искровых камер телескопа «Гамма-1», 1 — угловое разрешение телескопа COS-B; 2 — угловое разрешение искровых камер телескопа «Гамма»; 3 — угловое разрешение усовершенствованных искровых камер телескопа «Гамма», калибровка на ускорителе «Пахра».

Для проведения комплексных исследований гамма- и рентгеновского излучения на обсерватории предполагается также установить сцинтилляционный телескоп «Диск-М», регистрирующий гамма-излучение в диапазоне от 0,1 до 10 МэВ и прибор «Пульсар X-2», регистрирующий рентгеновское излучение с энергиями от 2 до 25 КэВ. В сцинтилляционном телескопе используется принцип модуляционного антиколлиматора, позволяющий довести угловое разрешение до 30'. Подобный метод успешно прошел испытания на ИСЗ «Метеор» в 1977 г. ⁹. Рентгеновский телескоп «Пульсар X-2» включает в себя разрабатываемую французскими специалистами мини-ЭВМ «Спектр-2», позволяющую корреляционным методом измерять одновременно периоды и интенсивности нескольких рентгеновских пульсаров. Оси коллиматоров четырех пропорциональных счетчиков «Пульсара» разведены друг относительно друга, что позволяет по отношению интенсивности счета в разных детекторах определить положение источника излучения. Периоды источников, которые могут быть измерены, составляют от 8 мс до нескольких суток. Установка может обнаружить периодический рентгеновский источник с интенсивностью в 500 раз меньшей, чем у Крабовидной туманности.

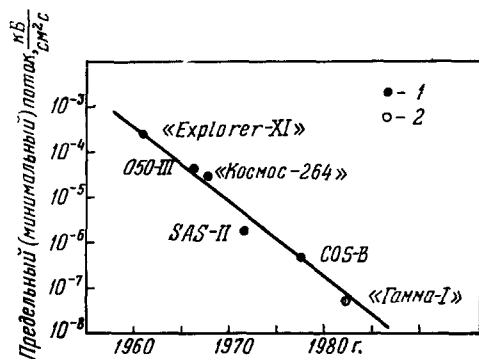


Рис. 2. Предельный поток гамма-квантов, достигнутый на различных телескопах (1) и предполагаемый для телескопа «Гамма» (2).

Положение осей телескопов в пространстве определяется с помощью звездных датчиков с точностью в 5–10'. Стандартное время экспозиции источника 2 месяца. Чувствительность телескопа «Гамма» в сравнении с другими установками показана на рис. 2.

Создание космических обсерваторий столь же необходимо для развития астрофизики, как создание ускорителей для физики элементарных частиц, и уже теперь важно приступить к разработке крупных гамма-телескопов с угловым разрешением порядка минут и энергетическим — порядка процентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волобуев С. А., Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г. и др. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, т. 34, с. 2251.
2. Biggami G. F., Boella G., Burger J. et al. — Space Sci. Instr., 1975, v. 1, p. 245.
3. Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Котов Ю. Д. и др. — Препринт ФИАН СССР № 79. — Москва, 1980.
4. Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A. et al. — Astrophys. J., 1975, v. 198, p. 163.
5. Hermesen W. Thesis. — Leiden University, 1980.
6. Akimov V., Bazer-Bachi R. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1977, v. 147, p. 329.
7. Воронов С. А., Гальпер А. М., Козловский М. Ю. и др. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т. 42, с. 1102.
8. Prilutskii O. F. — In: Proc. of XXII COSPAR Session. — Bangalore, 1979. — P. 33.
9. Голенецкий С. В., Мазец Е. П. — Письма в Астрон. ж., 1978, т. 4, с. 429.