

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П. Н. ЛЕБЕДЕВА

КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ
ПО ФИЗИКЕ

7

Москва — 2011

055 (02) 2;

Информация

Страница журнала “Краткие сообщения по физике ФИАН” в интернете:

<http://ksf.lebedev.ru>

Издательство ALLERTON PRESS, INC., 18 WEST 27-th STR. NEW YORK,
N.Y. 10011 USA издает на английском языке полный перевод журнала “КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ ПО ФИЗИКЕ” под названием Bulletin of the Lebedev Physics Institute
(Russian Academy of Sciences), volume 38 (2011).

Р Е Д К О Л Л Е Г И Я

О. Н. Крохин – главный редактор

В. П. Силин – зам. главного редактора

Л. Л. Чайков – ответственный секретарь

П. И. Арсеев – член редколлегии

И. Г. Зубарев – член редколлегии

В. К. Конюхов – член редколлегии

А. Н. Лебедев – член редколлегии

Ю. А. Михайлов – член редколлегии

А. И. Никишов – член редколлегии

Н. Г. Полухина – член редколлегии

А. А. Рухадзе – член редколлегии

В. Н. Сорокин – член редколлегии

Р. Л. Сороченко – член редколлегии

ЭФФЕКТИВНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ СИСТЕМЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНООСТРОВОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин

Работа связана с исследованием влияния электрического поля на величину и знак низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок. Показано, что диэлектрическая проницаемость в островковых металлических пленках может иметь как положительную, так и отрицательную величину, причем в некоторых образцах при изменении электрического поля, приложенного к образцу, диэлектрическая проницаемость изменяла знак. Рассмотрены механизмы поляризации пленок.

Ключевые слова: наноострова, металлические пленки, диэлектрический характер проводимости, эффективная диэлектрическая проницаемость.

Островковые и гранулированные металлические пленки обладают рядом уникальных свойств. В частности, в таких пленках наблюдается диэлектрический характер проводимости, т.е. было обнаружено, что электрическая проводимость пленок возрастает при увеличении температуры. Такое поведение проводимости в литературе широко обсуждается, например, в работах [1–8]. В то же время в работе [9] обнаружено, что островковые металлические пленки обладают аномально высокой величиной низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 10^7 - 10^8$). Причем эффективная диэлектрическая проницаемость островковой металлической пленки являлась положительной величиной. В связи с этим возникает вопрос о причине возникновения в наноостровковых металлических пленках положительной низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости, поскольку в объемных металлах низкочастотная диэлектрическая проницаемость определяется проводимостью металла и является отрица-

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: boltaev@sci.lebedev.ru

тельной величиной [10]. Следует подчеркнуть, что проводимость островковых металлических пленок увеличивается под воздействием внешнего электрического поля (эффект аномальной проводимости) [7]. Поскольку диэлектрическая проницаемость проводящих систем в значительной степени определяется их проводимостью, то и диэлектрическая проницаемость островковых пленок с изменением электрического поля должна изменяться. При этом, при увеличении проводимости (с ростом электрического поля), положительная часть эффективной диэлектрической проницаемости металлических пленок должна уменьшаться, а отрицательная возрастать по абсолютной величине. Целью работы являлось изучение диэлектрических свойств островковых металлических пленок различной толщины от электрического поля.

Экспериментальная часть. В работе методом атомно-силовой микроскопии (AFM) проведены исследования топографии поверхности полученных структур, измерены зависимости активной и реактивной дифференциальной проводимости систем металлических наноостровов из FeNi и Ti от температуры и величины электрического поля. Диэлектрическая проницаемость пленок определялась из анализа реактивной проводимости пленок. Кроме того были проведены измерения распределения приложенного к структурам электрического напряжения вдоль исследуемого образца.

Тонкие пленки FeNi, Ti выращивались методом ВЧ-распыления в аргоне на диэлектрической подложке. Подробности метода получения пленок приведены в [6]. Для измерения использовались металлические пленки различной толщины – островковая пленка Ti с эффективной толщиной $d = 7 \text{ \AA}$ (№ 1); островковые пленки FeNi с эффективной толщиной $d = 7.5 \text{ \AA}$ (№ 2) и $d = 8 \text{ \AA}$ (№ 3).

Каждая металлическая структура закрывалась сверху слоем Al_2O_3 с эффективной толщиной $d = 20 \text{ \AA}$. Эффективная толщина металлических и диэлектрических слоев определялась по времени напыления пленок (скорости осаждения металлических пленок и Al_2O_3 определялись заранее). Из структур изготавливались прямоугольные образцы шириной 1.5–3 мм и длиной 4–5 мм. Омические контакты создавались путем нанесения узких полосок индия на поверхность металлической островковой пленки вдоль противоположных сторон прямоугольника.

При изучении зависимостей активной и реактивной дифференциальной проводимости структур на основе островковых металлических пленок к образцу прикладывалось напряжение $U = U_0 + U_1 \cos(\omega t)$. Амплитуда переменного напряжения равнялась $U_1 = 10^{-2} \text{ V}$. Измерение активной и реактивной дифференциальной проводимости осуществлялось на частоте $f = 12 \text{ кГц}$. Постоянное электрическое напряжение U_0 из-

менялось от $U_0 = 0$ В до $U_0 \approx 15$ В (электрическое поле в образцах изменялось от $F = 0$ В/см до $F \approx 60$ В/см). Погрешность измерения проводимости островковых пленок составляла $\sim 5\%$. Реактивная составляющая проводимости пленок определялась из измерения фазового сдвига тока относительно фазы переменного напряжения, приложенного к образцу. Для измерения распределения приложенного напряжения вдоль образца к структуре прикладывалось внешнее постоянное напряжение $U_0 = 4$ В и измерялся потенциал вдоль образца через $\Delta L = 0.25$ мм.

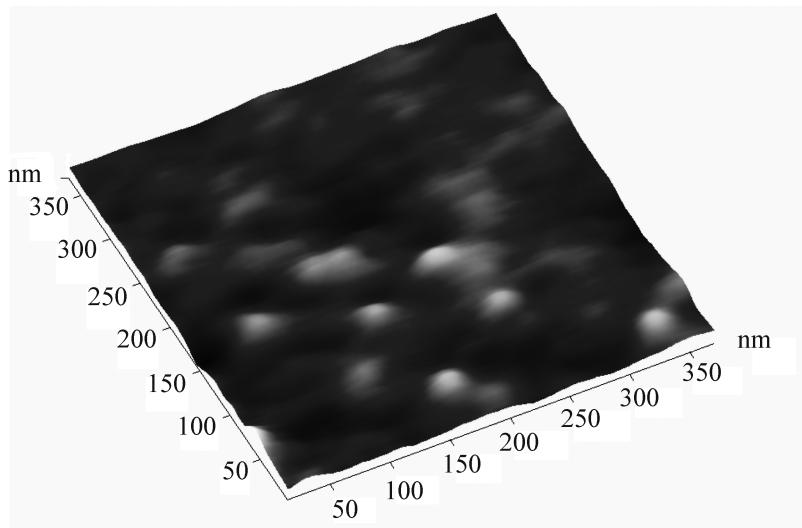


Рис. 1: *AFM-изображение поверхности пленки FeNi толщиной $d = 7.5$ Å, нанесенной на диэлектрическую подложку.*

На рис. 1 представлено типичное изображение топографии поверхности пленки FeNi толщиной $d = 7.5$ Å получено с помощью AFM. Видно, что пленка имеет островковый характер. Поскольку AFM позволяет получать изображение объектов размером не менее 100 Å, то на представленном изображении видны лишь большие острова размером ~ 200 – 500 Å, отстоящие друг от друга на расстоянии ~ 100 – 300 Å. Более мелкие островки не видны. По данным рентгеновской рефлектометрии и флуоресцентного анализа, полученным ранее в [13, 14], пленки с такой эффективной толщиной преимущественно состоят из малых по размерам плоских наноструктур высотой ~ 15 – 20 Å, которые отстоят друг от друга в среднем на расстоянии около 20 Å.

Измеренные зависимости приведенной к единице площади емкости систем металлических наноструктур из FeNi и Ti от электрического поля представлены на рис. 2. При этом величина емкости диэлектрической подложки без пленки равня-

лась $C_S \approx 5 \cdot 10^{-14}$ F и оставалась постоянной во всей области электрических полей, приложенных к образцу. Измерения зависимости емкости систем металлических наностровов из FeNi и Ti от электрического поля проводились на частоте электрического поля $f = 12$ кГц.

Зависимости удельной поверхностной дифференциальной проводимости пленок от температуры и частоты электрического поля представлены на рис. 3 и рис. 4. Измерения зависимостей удельной поверхностной дифференциальной проводимости пленок от температуры осуществлялись на частоте электрического поля $f = 12$ кГц. Как видно на рис. 3, величина дифференциальной проводимости пленок с ростом температуры увеличивается, т.е. в этих металлических пленках наблюдается диэлектрический характер проводимости. Диэлектрический характер проводимости в островковых металлических пленках указывает на туннельный перенос носителей заряда между островками [1, 3, 4]. Представленные на рис. 4 зависимости удельной проводимости пленок от частоты электрического поля (f), позволили установить, что величина активной проводимости пленки остается постоянной во всем измеряемом диапазоне частот (до $f_{\max} = 100$ кГц). Следовательно, процессы переноса носителей заряда в данных структурах определяются характерными временами $\tau_r < 1/f_{\max} = 10^{-5}$ с. Учитывая, что $\tau_r \ll 1/f$ ($f = 12$ кГц) и длина образца $L \ll \lambda = c/f$ (λ – длина волны электрического поля, c – скорость света), а реактивная проводимость образцов по абсолютной величине много меньше их активной проводимости ($\omega C \ll \sigma$, C – емкость образца, приведенная к единице площади), то электрическое поле, которое удовлетворяет перечисленным выше условиям, является квазистационарным [11]. Условие квазистационарности электрического поля предполагает, что электрическое поле, приложенное к образцу, сосредоточено внутри образца, а вне пределов образца величина электрического поля много меньше электрического поля внутри образца. В случае квазистационарности электрического поля исследуемые образцы, с точки зрения оценки величины эффективной диэлектрической проницаемости пленки, можно рассматривать как плоские конденсаторы ($C = \epsilon \epsilon_0 / d$, где ϵ – эффективная диэлектрическая проницаемость структуры, ϵ_0 – электрическая постоянная вакуума, $d \approx 30$ Å – толщина пленки с учетом толщины верхнего диэлектрического слоя).

Вычисленные из выражения $C = \epsilon \epsilon_0 / d$ зависимости низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок от величины электрического поля представлены на рис. 5. Измерения позволили установить, что диэлектрическая проницаемость в островковых металлических пленках может иметь как

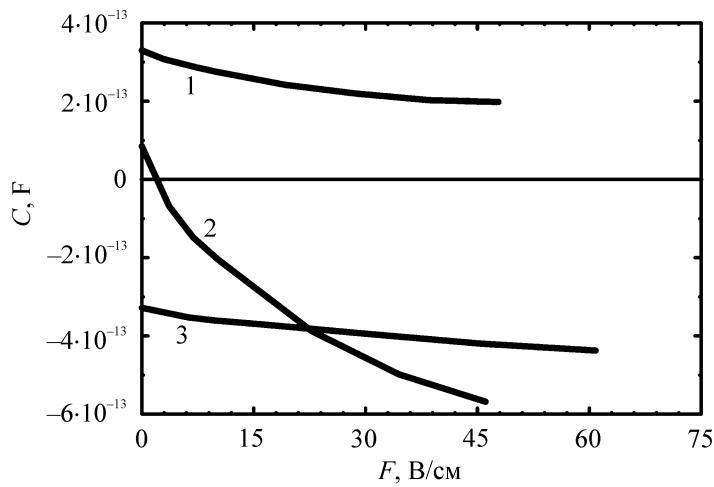


Рис. 2: Зависимости величины емкости металлических наноостровковых пленок от электрического поля, измеренные при температуре $T = 300\text{ K}$ (1 – пленка Ti , $d = 7\text{ \AA}$; 2 – пленка FeNi , $d = 7.5\text{ \AA}$; 3 – пленка FeNi , $d = 8\text{ \AA}$).

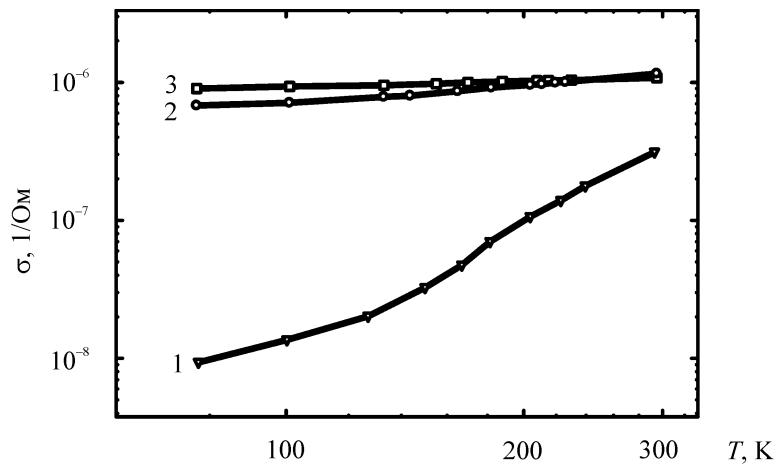


Рис. 3: Зависимости удельной поверхностной дифференциальной проводимости пленок от температуры, измеренные на частоте электрического поля $f = 12\text{ кГц}$ (1 – пленка Ti , $d = 7\text{\AA}$; 2 – пленка FeNi , $d = 7.5\text{\AA}$; 3 – пленка FeNi , $d = 8\text{\AA}$).

положительную, так и отрицательную величину, причем в образце № 2 при изменении величины электрического поля диэлектрическая проницаемость изменяла знак. С ростом электрического поля положительная эффективная диэлектрическая проница-

емость металлических пленок уменьшается, а отрицательная возрастает по абсолютной величине. Следует подчеркнуть, что величина низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости в различных наноостровковых структурах изменилась от $\epsilon \approx 4 \cdot 10^7$ до $\epsilon \approx -6 \cdot 10^7$.

Для выяснения природы диэлектрических свойств металлических островковых структур были проведены измерения зависимостей относительной проводимости металлических наноостровковых пленок от электрического поля и распределения приложенного напряжения вдоль образца.

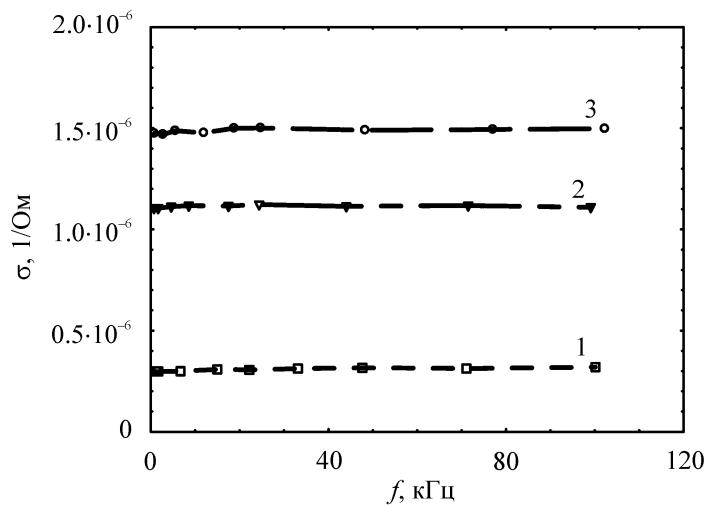


Рис. 4: Зависимости удельной поверхности дифференциальной проводимости пленок от частоты электрического поля (1 – пленка Ti, $d = 7 \text{ \AA}$; 2 – пленка FeNi, $d = 7.5 \text{ \AA}$; 3 – пленка FeNi, $d = 8 \text{ \AA}$).

Зависимости приведенной дифференциальной проводимости (σ_E / σ_0) металлических пленок от электрического поля (F) представлены на рис. 6, где σ_E – дифференциальная проводимость пленки, приведенная к единице площади при $F \neq 0$; σ_0 – дифференциальная проводимость пленки, приведенная к единице площади при $F = 0$ (1 – пленка Ti, $d = 7 \text{ \AA}$; 2 – пленка FeNi, $d = 7.5 \text{ \AA}$; 3 – пленка FeNi, $d = 8 \text{ \AA}$). Измерения были выполнены при температуре $T = 300 \text{ K}$. На рис. 6 видно, что с увеличением электрического поля проводимость пленки увеличивается. С другой стороны, на характер изменения проводимости от электрического поля практически не влияет материал металлической пленки (зависимости 1–3).

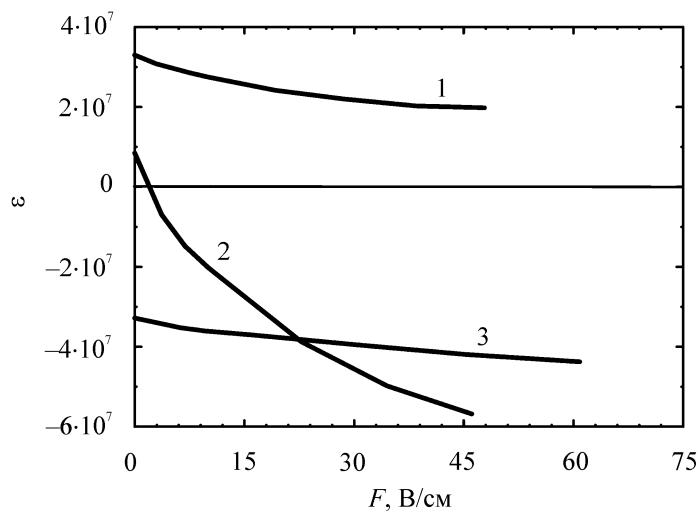


Рис. 5: Зависимости низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок от электрического поля (1 – пленка Ti, $d = 7 \text{ \AA}$; 2 – пленка FeNi, $d = 7.5 \text{ \AA}$; 3 – пленка FeNi, $d = 8 \text{ \AA}$).

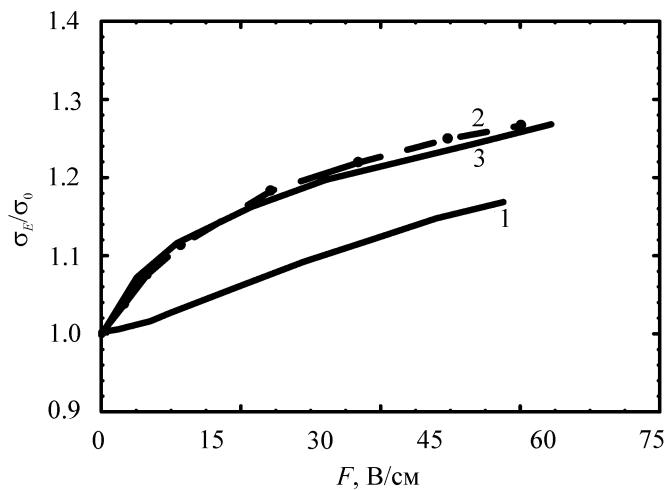


Рис. 6: Зависимость относительной проводимости металлическихnanoостровковых пленок от электрического поля (1 – пленка Ti, $d = 7 \text{ \AA}$; 2 – пленка FeNi, $d = 7.5 \text{ \AA}$; 3 – пленка FeNi, $d = 8 \text{ \AA}$).

На рис. 7 представлены зависимости распределения постоянного напряжения вдоль образца. Измерения зависимостей распределения постоянного напряжения вдоль образца позволили получить дополнительную информацию о свойствах измеряемых пленок.

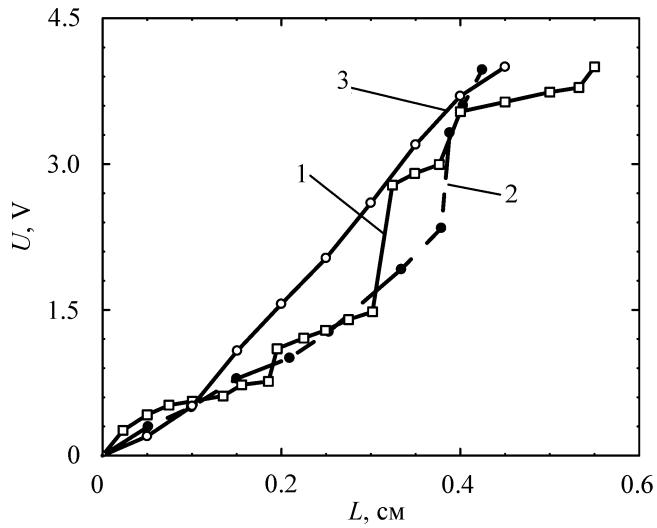


Рис. 7: Зависимости распределения постоянного напряжения, приложенного к структуре, вдоль образца (1 – пленка Ti, $d = 7 \text{ \AA}$; 2 – пленка FeNi, $d = 7.5 \text{ \AA}$; 3 – пленка FeNi, $d = 8 \text{ \AA}$).

Так в образце № 3, где диэлектрическая проницаемость с изменением величины электрического поля остается отрицательной, распределение потенциала вдоль образца имеет слаженный характер. В этой структуре, вероятно, может существовать бесконечный кластер. В этом случае процесс переноса носителей заряда под действием электрического поля обусловлен как движением носителей заряда вдоль бесконечного кластера, так и туннелированием носителей заряда между наноостровами. В структурах № 1 и № 2, в которых при $F = 0$ наблюдается положительная диэлектрическая проницаемость, распределение потенциала вдоль образца имеет ступенчатый характер. Очевидно, перенос носителей заряда в структурах № 1 и № 2 обусловлен либо туннелированием носителей заряда между наноостровами, либо между конечными кластерами, если они образуются в пленках.

Обсуждение результатов. В результате проведенных измерений установлено, что исследуемые металлические пленки имеют островковый характер (рис. 1). Величина дифференциальной проводимости пленок с ростом температуры увеличивается, т.е. в этих металлических пленках наблюдается диэлектрический характер проводимости. Диэлектрический характер проводимости в островковых металлических пленках указывает на туннельный перенос носителей заряда между островками [1, 3, 4].

Установлено, что диэлектрическая проницаемость в островковых металлических пленках может иметь как положительную, так и отрицательную величину, причем в образце № 2 (рис. 5) диэлектрическая проницаемость изменяла знак при изменении величины электрического поля. С ростом электрического поля положительная эффективная диэлектрическая проницаемость металлических пленок уменьшается, а отрицательная возрастет по абсолютной величине. Следует подчеркнуть, что величина низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости в различных наноостровковых структурах изменялась от $\epsilon \approx 4 \cdot 10^7$ до $\epsilon \approx -6 \cdot 10^7$.

Рассмотрим процессы, которые могут влиять на величину и знак эффективной диэлектрической проницаемости в островковых металлических пленках на низких частотах электрического поля. Можно выделить два процесса.

Первый связан с инерционными процессами движения электронов в проводящей среде под действием электрического поля. Он дает отрицательный вклад в величину диэлектрической проницаемости пленки [10]. При приложении переменного электрического поля, наряду с эффектами проводимости, возникает эффект поляризации в проводнике. Поляризация в проводнике проявляется в возникновении эффективной диэлектрической проницаемости [10]. Полная диэлектрическая проницаемость в проводящих системах с учетом затухания и токов смещения в переменном электрическом поле с частотой ω определяется выражением [12]:

$$\epsilon = \epsilon_0 - 4\pi\sigma_0 \frac{\tau_0}{1 + \omega^2\tau_0^2}. \quad (1)$$

Здесь ϵ_0 – макроскопическая диэлектрическая проницаемость пленки, σ_0 – проводимость на постоянном токе, τ_0 – время релаксации электрона (в данном случае это время определяется обратной величиной вероятности туннелирования носителей заряда от заряженного островка на нейтральный островок τ_r). Известно, что в проводящих структурах (металлах, металлических пленках) в области низких частот, когда $\omega\tau_0 \ll 1$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon \rightarrow \epsilon_0 - 4\pi\sigma_0\tau_0$. Диэлектрическая проницаемость становится отрицательной, если $4\pi\sigma_0\tau_0 > \epsilon_0$. Как правило, в металлических пленках это утверждение выполняется.

Второй процесс, возможно, связан с существованием в структурах конечных кластеров, на что указывает ступенчатый характер распределения потенциала вдоль образца (рис. 7, зависимости 1 и 2). Конечные кластеры в структурах могут сформировать в пленке геометрические емкости, где обкладками могут являться кластеры, разделенные зазором. Суммарно эта геометрическая емкость дает положительный вклад в величину эффективной диэлектрической проницаемости пленки (ϵ_0).

Как видно на рис. 5 при электрическом поле, равном нулю ($F = 0$), эффективная диэлектрическая проницаемость является положительной величиной для образцов № 1 и № 2. Причиной формирования положительной диэлектрической проницаемости в образцах, очевидно, является образование конечных кластеров в пленках. При этом $4\pi\sigma_0\tau_0 < \epsilon_0$. Для образца № 3 при нулевом электрическом поле диэлектрическая проницаемость является отрицательной величиной и выполняется условие $4\pi\sigma_0\tau_0 > \epsilon_0$. В этой пленке, очевидно, существует бесконечный кластер и величина отрицательной диэлектрической проницаемости пленки определяется мнимой компонентой проводимости пленки.

Электрическое поле в значительной степени влияет на величину и знак эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок. С ростом электрического поля проводимость островковых металлических пленок увеличивается (рис. 6). При увеличении проводимости пленки ее эффективная диэлектрическая проницаемость в соответствии с уравнением (1) должна уменьшаться, если диэлектрическая проницаемость пленки была положительной величиной (кривые 1 и 2, рис. 5). Причем эффективная диэлектрическая проницаемость образца № 2 с ростом электрического поля изменяет знак. В случае, если диэлектрическая проницаемость была отрицательной величиной, с ростом электрического поля наблюдается рост диэлектрической проницаемости по абсолютной величине (кривая 3, рис. 5).

Выводы. Проведено исследование низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости островковых металлических пленок от электрического поля.

Показано, что диэлектрическая проницаемость в островковых металлических пленках может иметь как положительную, так и отрицательную величину, причем в некоторых образцах при изменении электрического поля диэлектрическая проницаемость изменяла знак.

Показано, что величина низкочастотной эффективной диэлектрической проницаемости наноостровковых структур изменялась от $\epsilon \approx 10^7$ до $\epsilon \approx -10^7$ при изменении электрического поля от $F = 0$ до $F = 60$ В/см.

Рассмотрены механизмы поляризации пленок. Показано, что механизм поляризации островковых металлических пленок может быть связан с двумя различными процессами.

Работа поддержана грантами РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] B. Abeles, Ping Sheng, M. D. Coutts and Y. Arie, Adv. Phys. **24**, 407 (1975).

- [2] Б. А. Аронзон, А. Е. Варфоломеев, Д. Ю. Ковалев и др., ФТТ **41**, 944 (1999).
- [3] Е. З. Мейлихов, ЖЭТФ **115**, 1484 (1999).
- [4] C. A. Neugebauer and M. B. Webb, J. Appl. Phys. **33**, 74 (1962).
- [5] А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, ЖЭТФ **126**, 954 (2004).
- [6] А. П. Болтаев, Н. А. Пенин, А. О. Погосов, Ф. А. Пудонин, ЖЭТФ **123**, 1067 (2003).
- [7] А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин, ЖЭТФ **130**, 500 (2006).
- [8] I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and K. B. Efetov, Reviews of Modern Physics **79**, 469 (2007).
- [9] А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин, ЖЭТФ **134**, вып. 3(9), 587 (2008).
- [10] Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела (М., Наука, 1978), с. 282.
- [11] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред (М., Физматлит, 2001).
- [12] Н. А. Пенин, Краткие сообщения по физике ФИАН **36**(3), 3 (2009).
- [13] I. F. Mikhailov, S. S. Borisova, L. F. Fomina, et al., Cryst. Res. Technol. **28**(6), 871 (1993).
- [14] I. F. Mikhailov, S. S. Borisova, L. P. Fomina, et al., Cryst. Res. Technol. **27**(8), 1061 (1992).

Поступила в редакцию 7 октября 2010 г.

УДК 53.05

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ ПРИЛЕТА ГАММА-КВАНТОВ В СИСТЕМЕ КОНВЕРТЕР И КАЛОРИМЕТР

А. М. Гальпер^{1,2}, С. В. Борисов², В. Г. Зверев², С. И. Сучков¹,
Н. П. Топчиев¹, М. О. Фарбер², М. И. Фрадкин¹, Ю. Т. Юркин²

В современной гамма-астрономии при проектировании приборов одной из важнейших задач остается достижение максимально высокого углового разрешения. Работа посвящена методу восстановления направления прилета первичного гамма-кванта с энергией $E_\gamma > 10$ ГэВ в спутниковом эксперименте ГАММА-400. На примере гамма-телескопа ГАММА-400 показаны возможности улучшения углового разрешения гамма-телескопов, содержащих систему “конвертер + калориметр”. Анализируется зависимость углового разрешения от шага кремниевых стрипов, используемых для определения координат падающих частиц в конвертере и калориметре, и расстояния между конвертером и калориметром.

Ключевые слова: гамма-телескоп, направление прихода квантов.

В современной гамма-астрономии при проектировании приборов одной из актуальных задач остается достижение максимально высокого углового разрешения. При этом принцип регистрации гамма-квантов часто [1–4] заключается в использовании двух блоков детекторов, один из которых представляет собой конвертер гамма-квантов, а второй – калориметр. Важной задачей при подготовке таких экспериментов является выбор методики для восстановления направления прилета гамма-кванта, которая для заданной конфигурации характеризуется угловым разрешением. В данной работе приведен метод восстановления направления прилета гамма-кванта в эксперименте ГАММА-400 [5, 6].

¹ Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: tnp51@rambler.ru

² Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”.

Гамма-телескоп ГАММА-400 предназначен для исследования дискретных источников высокоэнергетического гамма-излучения (остатков сверхновых, пульсаров, черных дыр, молекулярных облаков и т.д.) в диапазоне энергий 0.1-3000 ГэВ, измерения энергетических спектров галактического и внегалактического диффузного гамма-излучения, исследования гамма-всплесков, приходящих из космического пространства, гамма-излучения активного Солнца. Специальной задачей является изучение потоков гамма-излучения, электронов и позитронов, которые могут быть связаны с аннигиляцией или распадом частиц темной материи.

ГАММА-400 будет установлен на космическую платформу “Навигатор”. Данный эксперимент проводится Физическим институтом имени П. Н. Лебедева РАН (Москва) в сотрудничестве с НИЯУ “МИФИ” (Москва), Национальным институтом ядерной физики (Италия), Всероссийским научно-исследовательским институтом электромеханики (Москва), Институтом физики высоких энергий (Протвино), Физико-техническим институтом им. А. Ф. Иоффе (Санкт-Петербург), Институтом космических исследований РАН (Москва).

Гамма-телескоп ГАММА-400 предназначен для регистрации гамма-квантов, электронов и позитронов с высоким угловым и энергетическим разрешением. Некоторые характеристики ГАММА-400 и вариант физической схемы приведены в табл. 1 и на рис. 1.

Т а б л и ц а 1
Ожидаемые характеристики гамма-телескопа ГАММА-400

Диапазон энергий	100 МэВ – 3000 ГэВ
Чувствительная площадь, см ²	6400
Чувствительность ($E_\gamma > 100$ МэВ), фотон/(см ² с)	$\sim 2 \times 10^{-9}$
Угловое разрешение ($E_\gamma > 100$ ГэВ)	$\sim 0.01^\circ$
Энергетическое разрешение ($E_\gamma > 10$ ГэВ)	$\sim 1\%$
Режекция протонов	$\sim 10^6$

Принцип регистрации. Гамма-кванты проходят без взаимодействия антисовпадательный сегментированный сцинтилляционный детектор АС и конвертируются в электрон-позитронную пару в конверторе К. Конвертор представляет собой 6 слоев вольфрама толщиной по 0.14 р.е.д. (радиационная единица длины), под каждым из которых расположены кремниевые стриповые (x, y) координатные детекторы КД1-КД6 с шагом 0.1 мм. С1 и С2 образуют времяпролетную систему ВПС, состоящую из двух

сцинтиляционных детекторов, разнесенных на расстояние 100 см. Кремниевый стриповый (x, y) координатный детектор КД7 с шагом 0.1 мм определяет точки прохождения через него электрон-позитронной пары, образовавшейся при конверсии гамма-кванта. Далее электрон-позитронная пара создает в двух частях координатно-чувствительного калориметра (КК1 и КК2) электромагнитный ливень. КК1 представляет собой сборку из 10 слоев кристаллов BGO размером $1 \times 2 \times 40$ см 3 , прослоенных кремниевыми стриповыми (x, y) координатными детекторами с шагом 0.5 мм. КК2 собран полностью из кристаллов BGO размером $2 \times 2 \times 40$ см 3 . Толщина КК1 составляет 10 р.е.д., КК2 – 21.5 р.е.д. Для определения количества частиц, выходящих из КК1 и КК2, установлены сцинтиляционные детекторы С3 и С4. Для выделения гамма-квантов, электронов и позитронов на фоне протонов космических лучей используются: детектор переходного излучения ДПИ, КК1 и КК2 – по отлинию в продольном и поперечном профилях электромагнитного и адронного ливней, нейтронный детектор НД по количеству нейтронов, образовавшихся в калориметре при прохождении электромагнитного и адронного ливней.

В гамма-телескопе используется система “обратного тока”, позволяющая исключить срабатывание детектора АС, вызванное частицами, движущимися в обратном направлении от калориметра к АС. Для исключения “обратных” событий используется два метода: амплитудно-временной анализ, а также сегментирование детектора АС.

В процессе наблюдений (измерений) в гамма-телескопе одновременно используются две основные триггерные системы: первая – для регистрации гамма-квантов, при отсутствии сигналов в АС и вторая для регистрации электронов и позитронов, при наличии сигнала в АС.

В составе ГАММА-400 имеется система определения ориентации (звездный датчик), позволяющая знать направление оси гамма-телескопа с точностью до 0.005°.

Метод восстановления направления прилета гамма-квантов. Угловое разрешение гамма-телескопов отражает точность определения направления прилета регистрируемых гамма-квантов. На данный момент в связи с недостаточным угловым разрешением телескопа Fermi-LAT около половины зарегистрированных дискретных гаммаисточников остаются неотождествленными [7]. Метод, который предполагается использовать в эксперименте ГАММА-400, дает существенно более высокое угловое разрешение по сравнению с существующими и проектируемыми телескопами.

Для восстановления направления прилета первичного гамма-кванта в данной работе используется информация с кремниевых стрипов плоскостей КК1 и с КД6. Алгоритм

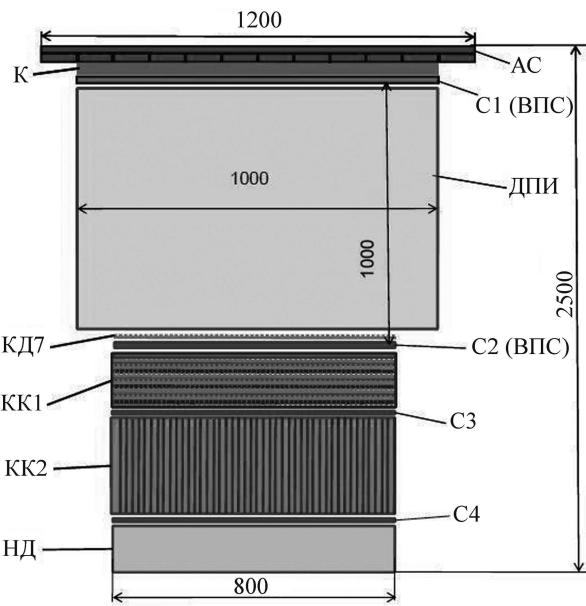


Рис. 1: Физическая схема гамма-телескопа ГАММА-400. AC – детектор антисопадающего, K – конвертер 6 слоев по 0.14 р.е.д. вольфрама + $Si(x, y)$ стриповые детекторы (шаг 0.1 мм), $KД7$ – $Si(x, y)$ стриповый детектор (0.1 мм), $C1, C2$ – ВПС детекторы, $ДПИ$ – детектор переходного излучения, $KK1$ – позиционно-чувствительный калориметр (10 р.е.д.) 10 слоев – $Si(x, y)$ стриповые детекторы (шаг 0.5 мм) + BGO (1 р.е.д.), $KK2$ – электромагнитный BGO калориметр (21.5 р.е.д.), $C3, C4$ – сцинтиляционные детекторы, $НД$ – нейтронный детектор.

восстановления заключается в следующих шагах:

1. На первом этапе определяется ось ливня, развившегося в $KK1$. Алгоритм определения оси описан подробно в статье [8] и успешно применялся при обработке данных в эксперименте РАМЕЛА [9]. Напомним суть метода:

1.1. Для каждой из стриповых плоскостей определяются центры тяжести \bar{x}_i (здесь и далее аналогично для y -координаты) потерь энергии по формуле:

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_j x_{ij} E_j}{\sum_j E_j},$$

где j – номер стрипа в плоскости, E_j – потери энергии в j -ом стрипе, $i = 1 \dots 10$ – номера стриповых плоскостей. На первой итерации суммирование идет по всем стрипам плоскости (см. п. 1.3).

1.2. Полученная зависимость \bar{x}_i от глубины z_i (ось z перпендикулярна осям x и y)

фитируется как линейная функция методом наименьших квадратов. Т.е. коэффициенты функции

$$\bar{x} = A \cdot z + B \quad (1)$$

(здесь $z = 0$ соответствует плоскости $i = 1$) имеют вид:

$$A = \frac{\sum_{i=2}^{10} x_i z_i \omega_i - \sum_{i=2}^{10} x_i \omega_i \sum_{i=2}^{10} z_i \omega_i}{\sum_{i=2}^{10} z_i^2 \omega_i - \left(\sum_{i=2}^{10} z_i \omega_i \right)^2}, \quad (2)$$

$$B = \frac{\sum_{i=2}^{10} x_i \omega_i \sum_{i=2}^{10} z_i^2 \omega_i - \sum_{i=2}^{10} z_i \omega_i \sum_{i=2}^{10} x_i z_i \omega_i}{\sum_{i=2}^{10} z_i^2 \omega_i - \left(\sum_{i=2}^{10} z_i \omega_i \right)^2}. \quad (3)$$

Как видно, в данном случае рассматриваются плоскости со 2 по 10. Такой выбор обусловлен тем, что для рассматриваемых энергий в указанных плоскостях ливень достаточно развит [8].

Здесь $\omega_i = \frac{E_i}{E_{\text{Ntot}}}$ – веса, пропорциональные энерговыделению E_i в соответствующих плоскостях ($\sum_i \omega_i = 1$), E_{Ntot} – полное энерговыделение в выбранном для восстановления оси ливня наборе плоскостей.

1.3. Затем предыдущие два шага повторяются в несколько итераций, при этом центр тяжести \bar{x}_i данной итерации вычисляется суммированием по стрипам, находящимся внутри области $\bar{x} \pm r_s$, где \bar{x} вычислен по формуле (1) в предыдущей итерации, а r_s – параметр, определяющий границы суммирования в количестве стрипов. Значение r_s выбиралось по результатам оптимизации. Таким образом, получены коэффициенты А и В (для каждой из проекций x и y), определяющие направление прихода гамма-кванта по данным КК1.

2. На следующем этапе используется информация с плоскостей КД6 (x и y):

2.1. Находится стрип j_{\max} с максимальным энерговыделением внутри интервала $((A + dA)Z_{KD6} + B, (A - dA)Z_{KD6} + B)$, Z_{KD6} – z -координата КД6; dA выбрано равным 3σ расчетного распределения по А, полученного на основе данных моделирования и обработки этих данных по алгоритму 1.1–1.3. Таким образом, вводится ограничение на количество рассматриваемых стрипов КД6, что уменьшает влияние “обратного тока” от калориметра на получаемые результаты.

2.2. Итак, КД6 дает еще одну точку (по координатам x и y) $\bar{x}_{j_{\max}}$, и снова получена зависимость \bar{x} от z (уже для 10 точек), которая фитируется линейной функцией

методом наименьших квадратов, что, как будет показано ниже, существенно улучшает разрешение по А в сравнении с п. 1. При этом для текущих А и В \bar{x} в КК1 находятся так же, как указано в п. 1.3, с тем же ограничителем r_s . Вес W_{KD6} точки $\bar{x}_{j\max}$ выбирается $W_{KD6} = \left(\frac{ds}{ds_{KD6}}\right)^2 \cdot \frac{Z_{KK1}}{Z_{KK1} + H} \cdot \frac{1}{N}$ где ds – шаг стрипов КК1, ds_{KD6} – шаг стрипов КД6; Z_{KK1} – толщина КК1 (равна примерно 15 см), Н – расстояние между КД6 и КК1. $N = 10$ – число точек для фитирования. Здесь квадрат выражения $\left(\frac{ds}{ds_{KD6}}\right)$ обусловлен важностью относительной ширины стрипов КД6 с точки зрения вклада в вес точки. Веса остальных точек соответственно $\omega_i = (1 - W_{KD6}) \frac{E_i}{E_{\text{Нtot}}}$.

2.3. Затем предыдущие два шага повторяются в несколько итераций, при этом на второй итерации dA уменьшается в 2 раза (значение выбрано, исходя из проведенных расчетов) по сравнению с первой. В последующие несколько итераций dA уменьшается на 10% каждую итерацию.

Как будет показано ниже, идея расположить конвертер (и стриповые детекторы) на расстоянии от калориметра дает значительный выигрыш в угловом разрешении.

Результаты. В среде Geant4.9.2.p03 [10] проведено моделирование прохождения потоков гамма-квантов различных энергий через гамма-телескоп ГАММА-400. Результаты моделирования обрабатывались программами восстановления направления прилета гамма-кванта.

На рис. 2 представлены распределения восстановленных значений А (А – это тангенс угла наклона к оси z) при восстановлении только по данным КК1 (рис. 2(а)) и для системы КК1 + КД6 (рис. 2(б)) для вертикального потока гамма-квантов. Частицы падают в центр прибора. Энергия гамма-квантов равна 100 ГэВ. Расчеты приведены для следующей конфигурации: Н = 60 см; шаг стрипов КД6 – 0.1 мм, шаг стрипов КК1 – 0.5 мм. Из сравнения двух распределений видно, что добавление точки возле конвертера в этом случае улучшает угловое разрешение на порядок (значения приведены в градусах). Под угловым разрешением в данной работе принимается среднее квадратичное отклонение соответствующего распределения по А.

На рис. 3 приведена зависимость углового разрешения только КК1 от энергии для шагов стрипов 0.5 мм и 1.0 мм.

Как и следовало ожидать, угловое разрешение КК1 улучшается при уменьшении шага стрипов.

На рис. 4 приведена зависимость углового разрешения системы КД6 + КК1 гамма-телескопа ГАММА-400 от энергии для различных шагов стрипов при расстоянии меж-

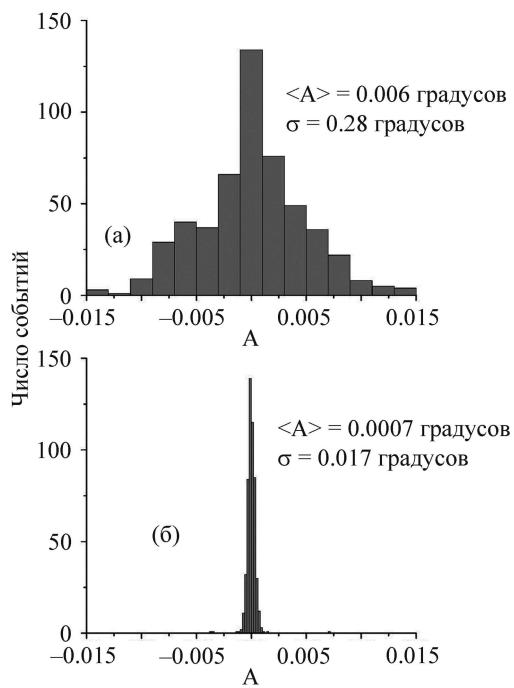


Рис. 2: Распределения восстановленных значений A (а) только по данным KK1; (б) по данным системы KK1 + КД6.

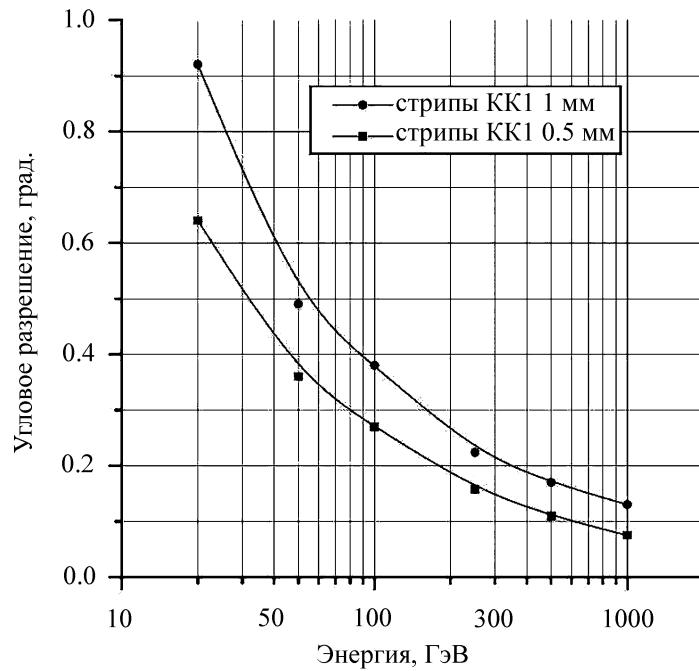


Рис. 3: Зависимость углового разрешения системы KK1 от энергии.

ду конвертером и калориметром $H = 60$ см. Здесь параметр $r_s = 10$ для всех точек, кроме точек для конфигурации КД6 – 0.5 мм; КК1 – 0.5 мм, где для точек $E = 250, 500, 1000$ ГэВ по результатам оптимизации выбран $r_s = 15$. Наилучшее разрешение из рассмотренных конфигураций получено для стрипов КД6 – 0.1 мм и стрипов КК1 – 0.5 мм.

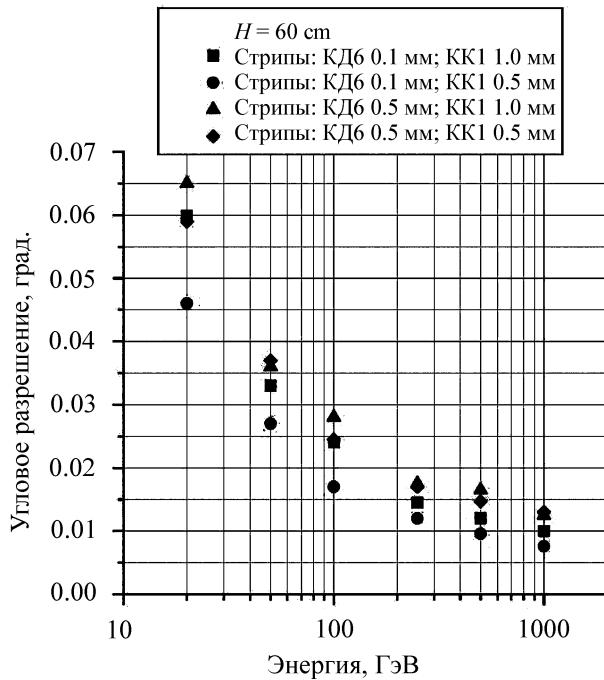


Рис. 4: Зависимость углового разрешения системы КД6 + КК1 гамма-телескопа ГАММА-400 от энергии.

На рис. 5(а) и 5(б) приведена зависимость рассчитанного углового разрешения ГАММА-400 (для конфигурации: КД6 – 0.1 мм; КК1 – 0.5 мм) от расстояния между конвертером и калориметром для энергий 100 и 1000 ГэВ, соответственно. Как и ожидалось, зависимости приблизительно линейные.

На рис. 6 приведены зависимости углового разрешения ГАММА-400 от энергии для конфигурации: шаг стрипов КД6 – 0.1 мм; шаг стрипов КК1 – 0.5 мм. Рассмотрены значения $H = 60$ см и $H = 100$ см.

Таким образом, для конфигурации гамма-телескопа ГАММА-400 (шаг стрипов КД6 – 0.1 мм; шаг стрипов КК1 – 0.5 мм; $H = 100$ см) имеем угловое разрешение лучше 0.015° для энергии гамма-квантов более 100 ГэВ, что существенно лучше, чем у существующих и проектируемых гамма-телескопов.

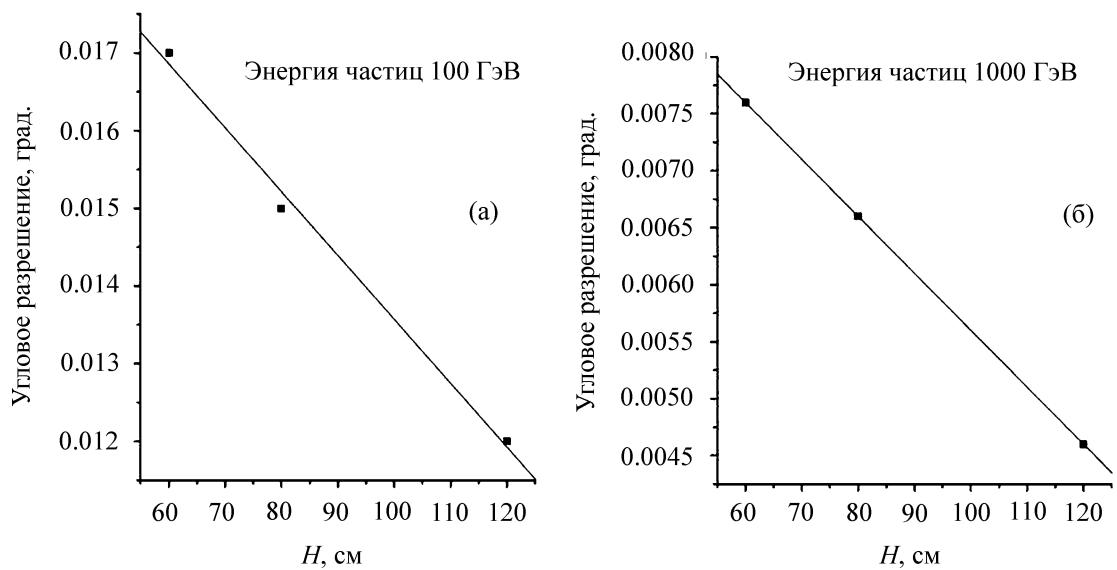


Рис. 5: Зависимость углового разрешения ГАММА-400 от расстояния между конвертером и калориметром (H), (а) для энергии частиц 100 ГэВ, (б) 1000 ГэВ.

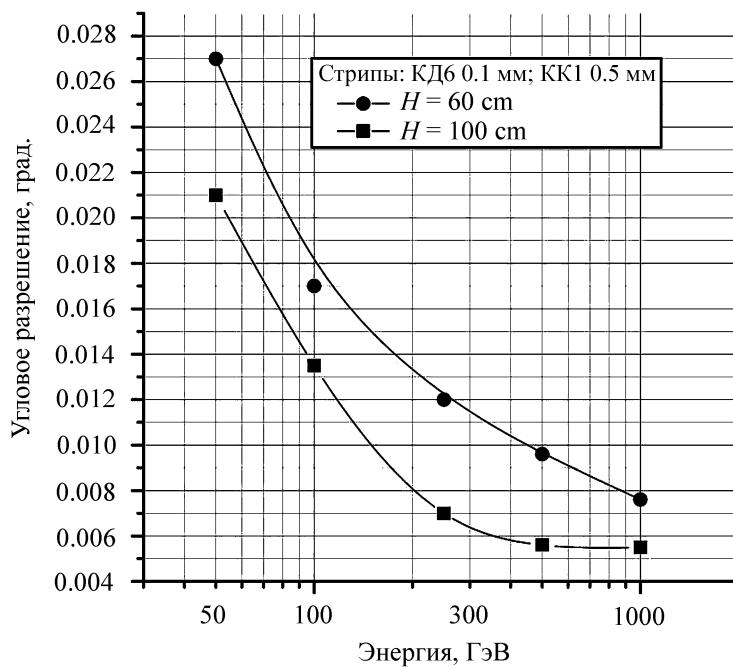


Рис. 6: Зависимость углового разрешения ГАММА-400 от энергии для различных H .

В дальнейшем для улучшения точности определения направления прилета гамма-квантов в ГАММА-400 планируется также использовать информацию с детекторов

КД1–КД5 (что позволит лучше определять точку конверсии гамма-кванта и соответственно уменьшит роль многократного рассеяния в конвертере), КД7 и ВГО детекторов. Также планируется учитывать распределение заряда по стрипам при прохождении частицы (что улучшает координатное разрешение детекторов).

Точность определения направления прилета гамма-квантов определяется как конфигурацией гамма-телескопа так и методикой обработки получаемых данных. Большинство современных гамма-телескопов включает в себя систему из конвертера гамма-квантов и калориметра. В данной работе на примере телескопа ГАММА-400 показана зависимость углового разрешения системы от параметров конфигурации, таких как шаг стрипов и расстояние между конвертером и калориметром. Также представлена методика восстановления направления прилета частицы, основанная на методике, использованной в эксперименте PAMELA и оптимизированная под новые задачи.

Работа проводилась в рамках реализации ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] F. Diego Torres et al., Advances in Space Research **33**, 450 (2004).
- [2] M. Basset et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **572**, 474 (2007).
- [3] John F. Krizmanic et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **418**, 161 (1998).
- [4] S. Torii et al., Nuclear Physics B - Proceedings Supplements **166**, 43 (2007).
- [5] V. Ginzburg et al., The GAMMA-400 Project, Preprint LPI, no. 10 (Moscow, LPI, 2009).
- [6] А. М. Гальпер и др. Известия РАН, сер. физ., № 3, 471 (2011).
- [7] A. A. Abdo et al., Astrophys. J. Suppl. **188**, 405 (2010).
- [8] А. В. Карелин и др., Письма в ЭЧАЯ, № 1 (157), 68 (2010).
- [9] M. Circella et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **518**, 153 (2004).
- [10] S. Agostinelli et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **506**, 250 (2003).

Поступила в редакцию 20 января 2011 г.

УДК 535.375:535.33

ПРОЯВЛЕНИЕ УГЛОВОЙ ДИСПЕРСИИ ПЕРЕДЕМПФИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В СПЕКТРАХ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

С. Н. Орлов, Ю. Н. Поливанов

Работа посвящена анализу особенностей проявления угловой дисперсии сильнозатухающих (передемпфированных) оптических фононов в спектрах комбинационного рассеяния света. Представлены результаты экспериментального исследования угловой дисперсии передемпфированной мягкой моды симметрии $B_2(z)$ кристалла KDP (KH_2PO_4).

Ключевые слова: комбинационное рассеяние, передемпфирированная мода, взаимодействие фононов, угловая дисперсия фононов.

Изучению угловой дисперсии (directional dispersion) или зависимости частот полярных оптических фононов от направления их волнового вектора относительно кристаллографических осей в анизотропных кристаллах посвящен целый ряд как теоретических, так и экспериментальных работ (см., например, работы [1–4] и приведенные в них ссылки). Это явление успешно используется в экспериментах по комбинационному рассеянию (КР) света, в частности, при отнесении частот сложных фононных спектров по типам симметрии. Однако проведенные исследования по существу относятся к случаю слабозатухающих фононов, т.е. к случаю, когда затухание Г фононов много меньше их резонансной частоты ω_0 .

В случае передемптированных фононов, отвечающих условию $\Gamma > \sqrt{2}\omega_0$, проявление угловой дисперсии фононов в спектрах КР значительно отличается от случая слабозатухающих фононов. Известно, например, что в спектрах КР на передемптированных фононах вместо низкочастотного максимума на резонансной частоте ω_0 попечевых фононов возникает центральный пик (максимум на нулевой частоте), практически неотличимый от спектра рассеяния на модах релаксационного типа (см., например, [5]). Однако, если фононы обладают большой силой осциллятора f (что характерно,

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38; e-mail: orlov@kapella.gpi.ru, polivanov@kapella.gpi.ru.

например, для сегнетоэлектриков), то соответствующая частота ω_L продольной (LO) компоненты может оказаться достаточно высокой¹, т.е. мода становится не передемпфицированной ($\omega_L^2 > \Gamma^2/2 > \omega_0^2$). В этой ситуации в спектре КР на LO фононах, в отличие от спектра КР на поперечных (TO) фононах, должен появиться максимум на смещенной (ненулевой) частоте, что может быть использовано для установления различия между резонансной передемпфицированной и релаксационной модами.

В простейшем случае передемпфицированных фононов с указанными выше параметрами (т.е. $\omega_0^2 < \Gamma^2/2$, но $\omega_L^2 > \Gamma^2/2$) при изменении геометрии КР, сопровождающейся изменением направления волнового вектора участвующих в рассеянии фононов, должен наблюдаться плавный переход от центрального пика (в геометрии рассеяния, соответствующей регистрации TO колебаний) к пику на смещенной частоте (при регистрации спектра КР на LO фононах). Анализ имеющихся в литературе данных показывает, что примерно такую картину можно ожидать, например, в спектрах КР на мягких модах кристаллов группы KDP, динамика кристаллической решетки которых изучается уже на протяжении нескольких десятков лет, что связано с исследованием фазовых переходов в этих кристаллах.

В связи с этим, настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию и анализу проявления угловой дисперсии передемпфицированной мягкой моды симметрии $B_2(z)$ в спектрах КР кристалла KDP.

Эксперимент. Спектры КР возбуждались излучением аргонового лазера на длине волн 514.5 нм с мощностью около 0.5 Вт и регистрировались в 90-градусной геометрии с помощью КР спектрометра LRDH-800 (фирма “Coderg”, Франция) при спектральной ширине щели 3 см^{-1} . Регистрировались низкочастотные спектры КР на фононах симметрии $B_2(z)$ при различных углах θ между волновым вектором \mathbf{K} участвующих в рассеянии фононов и оптической осью C кристалла. Геометрия рассеяния (рис. 1) выбиралась таким образом, чтобы при вращении кристалла (изменении угла θ) свертка тензора КР с ортами поляризации возбуждающего и рассеянного света для фононов симметрии $B_2(z)$ оставалась неизменной, а рассеяние на полярных фононах симметрии $E(x, y)$ было запрещено. Это условие может быть реализовано, исходя из вида тензора КР, при показанном на рис. 1 взаимном расположении кристаллографических осей, волновых векторов и поляризаций возбуждающего и рассеянного света. Рассеяние под

¹ В одномодовом приближении в соответствии с соотношением Лиддана–Сакса–Теллера (LST): $\omega_L^2/\omega_0^2 = (\epsilon_\infty + f)/\epsilon_\infty$, где ϵ_∞ – высокочастотное значение диэлектрической проницаемости, f – сила осциллятора.

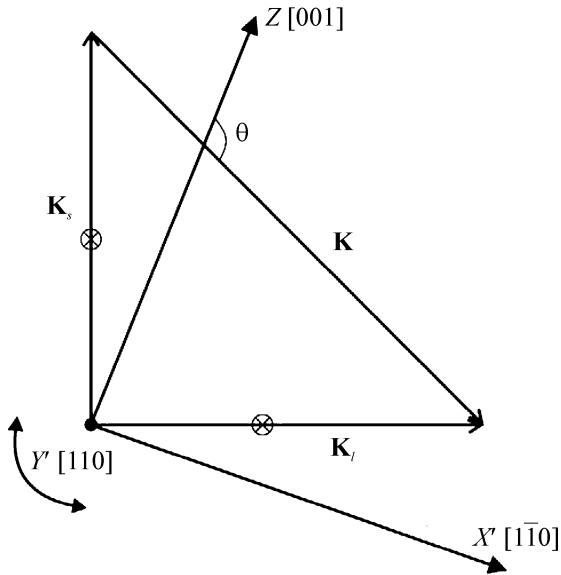


Рис. 1: Геометрия рассеяния. \mathbf{K}_l и \mathbf{K}_s – волновые векторы возбуждающего и рассеянного света, поляризованного вдоль оси Y' , а \mathbf{K} – исследуемого фонона. Ось Z совпадает с оптической осью C кристалла. Оси X' , Y' повернуты вокруг оси Z на 45° относительно кристаллографических осей X, Y .

90° происходит в плоскости ZX' ; возбуждающее и рассеянное излучение поляризовано вдоль оси Y' ; оси X', Y' повернуты вокруг оси Z на 45° относительно кристаллографических осей X, Y . Изменение угла θ осуществлялось вращением кристалла вокруг оси Y' .

На рис. 2(а) представлены низкочастотные спектры КР на колебаниях симметрии $B_2(z)$ кристалла KDP, полученные при различных углах θ между волновым вектором фононов и оптической осью C кристалла. Спектр при $\theta = 90^\circ$ соответствует рассеянию на ТО колебаниях, а при $\theta = 0^\circ$ – на LO колебаниях симметрии $B_2(z)$. (При промежуточных значениях θ фононы являются частично продольными и частично поперечными). Из спектров в целом видно, что при изменении угла θ от 90° до 0° центральный пик плавно уширяется и трансформируется в спектр с максимумом на смещенной частоте, равной примерно 110 см^{-1} , что соответствует качественно картине, которая обсуждалась во введении.

Анализ. Для описания спектров, полученных при различных углах θ , воспользуемся общим выражением для дифференциальной мощности рассеяния, представленным в терминах нелинейной оптики [4], которое для используемой нами геометрии может быть

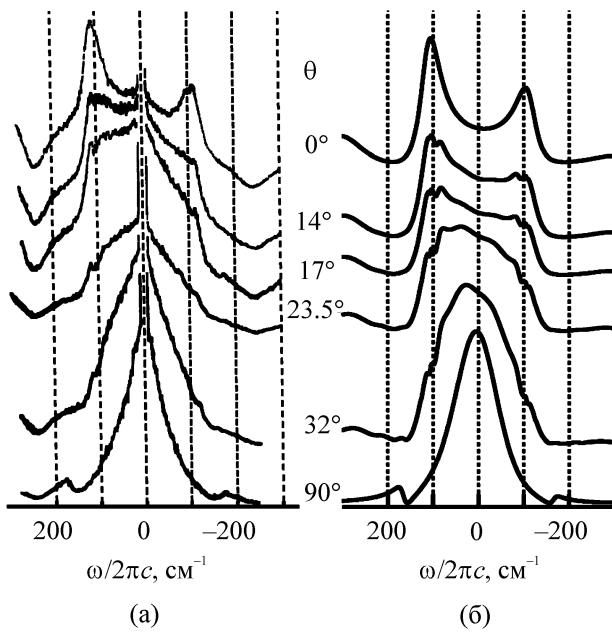


Рис. 2: Экспериментальные (а) и расчетные (б) низкочастотные спектры КР на колебаниях симметрии $B_2(z)$ кристалла KDP, полученные при различных углах θ между волновым вектором фононов \mathbf{K} и оптической осью C .

записано в следующем виде

$$\sigma_s(\omega, \theta) \equiv \frac{d^2 P_s}{d\omega_s d\Omega_s} = A \cdot [N(\omega) + 1] \cdot \text{Im} \left[-4\pi \frac{[\chi^{(2)}(\omega)]^2 \cos^2 \theta}{\epsilon_{\perp}(\omega) \cdot \sin^2 \theta + \epsilon_{\parallel}(\omega) \cdot \cos^2 \theta} + \chi^{(3)}(\omega) \right]. \quad (1)$$

Здесь сомножитель $A = \frac{\hbar \omega_s^4 n_s I_l V}{\pi n_l c^4}$ включает в себя параметры, слабо зависящие от частоты и не влияющие на вид результирующих спектров, $N(\omega) = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$ – фактор Бозе, $\omega = \omega_l - \omega_s$, ω_l – частота возбуждающего и ω_s – рассеянного излучения, $\epsilon_{\parallel}(\omega)$ и $\epsilon_{\perp}(\omega)$ – комплексная диэлектрическая проницаемость вдоль и перпендикулярно к оптической оси Z кристалла, $\chi^{(2)}(\omega)$ и $\chi^{(3)}(\omega)$ – элементы тензоров комплексных квадратичной и кубичной нелинейных восприимчивостей соответственно, отвечающих рассеянию на фонах симметрии $B_2(z)$.

Низкочастотные спектры $B_2^{TO}(z)$ колебаний кристалла KDP исследовались многими авторами с использованием методов как КР, так и ИК-спектроскопии. Для интерпретации экспериментальных данных применялись различные модели, но наиболее широко используемой является модель двух связанных осцилляторов. Впервые она была предложена для описания ИК-спектров некоторых кристаллов [6], а в дальнейшем стала довольно широко применяться и для интерпретации спектров КР (см., например,

обзор [7]). Необходимость рассмотрения двух связанных осцилляторов в данном случае обусловлена наличием дополнительного максимума при частоте около 180 см^{-1} на высокочастотном крыле ТО спектра (см. нижний спектр на рис. 2(а)). Заметим, что попытки различных авторов использовать модель двух невзаимодействующих осцилляторов оказались неудовлетворительными, тогда как при использовании модели двух связанных осцилляторов получается неплохое согласие между экспериментальными и расчетными спектрами [7].

Таблица 1

Параметры модели двух связанных осцилляторов, полученные из сопоставления экспериментальных и расчетных спектров КР на ТО колебаниях и дисперсии диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\parallel}(\omega)$. Здесь $M_j^2 = 4\pi z_j^2$

$\omega_1/2\pi c,$ см^{-1}	$\gamma_1/2\pi c,$ см^{-1}	$\omega_2/2\pi c,$ см^{-1}	$\gamma_2/2\pi c,$ см^{-1}	$\gamma_{12}/2\pi c,$ см^{-1}	Метод	Дополнительные параметры	Ссылки
76.5	130	179	50	80	Фурье спектроскопия	$\epsilon_{\parallel\infty} = 3.2, M_1 = 274,$ $M_2 = 398, \mu = 1.453,$ $T = 295 \text{ K}$	[9]
76.5	140	183	50	68	ИК-отражение	$\epsilon_{\parallel\infty} = 3.2, M_1 = 280,$ $M_2 = 385, \mu = 1.375,$ $T = 293 \text{ K}$	[10]
62.5	140.6	183.8	41.1	68.51	КР	$\lambda = 0.65, T = 206 \text{ K}$	[11]
74.4	128.3	177.8	54.4	83.3	КР	$\lambda = 0.658, T = 296 \text{ K}$	Наши данные

Для описания полученных нами спектров мы также воспользовались моделью двух связанных осцилляторов. Дисперсия восприимчивостей, необходимых для расчета угловой зависимости спектров КР по формуле (1), рассчитанная нами в модели двух взаимодействующих волн, имеет следующий вид [8]:

$$\epsilon_{\parallel}(\omega) = \epsilon_{\parallel\infty} + 4\pi z_1^2 \frac{G_1 + \mu^2 G_2 + 2i\mu\omega\gamma_{12}G_1G_2}{1 + \omega^2\gamma_{12}^2 G_1 G_2}, \quad (2)$$

$$\chi^{(2)}(\omega) = \chi_{\infty}^{(2)} + \alpha_1 z_1 \frac{G_1 + \mu\lambda G_2 + 2i\omega(\mu + \lambda)\gamma_{12}G_1G_2}{1 + \omega^2\gamma_{12}^2 G_1 G_2}, \quad (3)$$

$$\chi^{(3)}(\omega) = \chi_{\infty}^{(3)} + \alpha_1^2 \frac{G_1 + \lambda^2 G_2 + 2i\omega\lambda\chi_{12}G_1G_2}{1 + \omega^2\gamma_{12}^2 G_1 G_2}. \quad (4)$$

Здесь $G_1 = [\omega_1^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_1]^{-1}$, $G_2 = [\omega_2^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_2]^{-1}$, $\mu = z_2/z_1$, $4\pi z_j^2 = f_j\omega_j^2$, f_j – силы осцилляторов с резонансными частотами ω_j (и затуханиями γ_j) без учета их взаимодействия, γ_{12} – постоянная взаимодействия двух осцилляторов, $\lambda = \alpha_2/\alpha_1$.

Рассмотрим прежде всего более подробно низкочастотный спектр ТО колебаний. Согласно (1) спектр КР на ТО колебаниях (при $\theta = 90^\circ$) описывается мнимой частью кубичной нелинейной восприимчивости $\text{Im } \chi^{(3)}(\omega)$, которая в модели двух связанных осцилляторов определяется выражением (4). Заметим, что аналогичный с $\chi^{(3)}(\omega)$ вид имеет также и $\epsilon(\omega)$, поэтому такие параметры как $\omega_1, \gamma_1, \omega_2, \gamma_2$ и γ_{12} должны иметь одинаковые величины в формулах (2)–(4) при их подгонке для описания как спектров КР, так и дисперсии диэлектрической восприимчивости. Такие данные, полученные при подгонке соответствующих спектров, приведены в табл. 1.

На рис. 3 точками показан экспериментальный полученный нами спектр КР на ТО колебаниях симметрии $B_2(z)$, пунктирной и штриховой кривыми представлены результаты расчетов функции $[N(\omega) + 1] \cdot \text{Im} \chi^{(3)}(\omega)$ с использованием ИК данных из работ [9] и [10] при подгонке по спектру КР единственного параметра λ , а сплошной кривой – результат, полученный нами при подгонке по спектру КР всех необходимых для расчета параметров, которые приведены в последней строчке табл. 1. (Отметим, что для устойчивой работы программы при подгонке всех параметров использовался не непосредственно экспериментально полученный нами спектр, а деленный на сомножитель $[N(\omega) + 1]$, т.е. подгонялась дисперсия экспериментально полученной и рассчитываемой функции $\text{Im} \chi^{(3)}(\omega)$.) Из рис. 3 видно, что все расчетные спектры хорошо согласуются с экспериментальными. Некоторое расхождение наблюдается в области, непосредственно примыкающей к нулевой частоте, что, по-видимому, связано с недостаточным контрастом спектрометра в этой области.

Таким образом, используемая модель хорошо описывает как дисперсию диэлектрической проницаемости $\epsilon_{||}(\omega)$, так и дисперсию кубичной нелинейной восприимчивости $\text{Im} \chi^{(3)}(\omega)$, и определенные при подгонке спектров общие для этих функций параметры ($\omega_1, \gamma_1, \omega_2, \gamma_2$ и γ_{12}), полученные разными авторами, согласуются между собой. Поэтому для расчета угловой дисперсии спектров КР по формуле (1) использовались полученные нами параметры для описания $\text{Im} \chi^{(3)}(\omega)$ и параметры, полученные в работе [9], для описания $\epsilon_{||}(\omega)$. Эти данные представлены в табл. 1. Они позволяют также рассчитать и функцию $\chi^{(2)}(\omega)$ (см. (2)–(4)). Данные по дисперсии $\epsilon_{\perp}(\omega)$ брались из работы [10]:

$$\epsilon_{\perp}(\omega) = \epsilon_{\perp\infty} \cdot \prod_{j=1}^n \frac{\omega_{j,LO}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{j,LO}}{\omega_{j,TO}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{j,TO}} \quad (5)$$

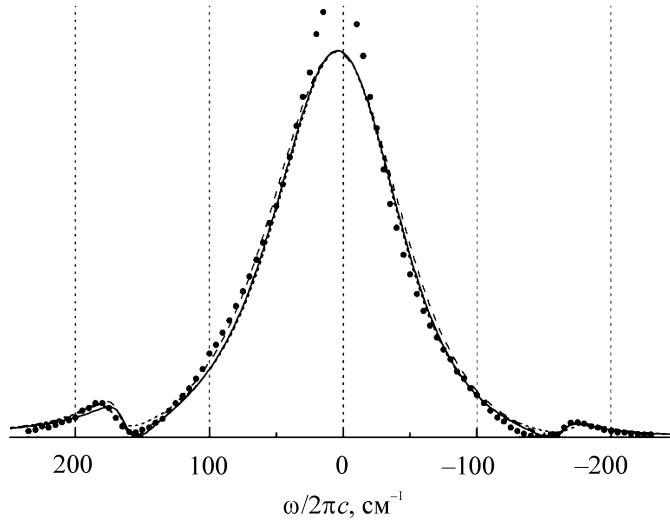


Рис. 3: Экспериментальный (точки) и расчетные (сплошная линия – по результатам данной работы; пунктирная и штриховая линии – по ИК данным из работ [9] и [10], соответственно, с подгонкой только одного параметра λ) спектры КР на ТО колебаниях симметрии $B_2(z)$ кристалла KDP.

с параметрами, приведенными в табл. 2.

Т а б л и ц а 2
Параметры для расчета $\epsilon_{\perp}(\omega)$ по формуле (5) [10]

$\omega_{LO}/2\pi c,$ см^{-1}	$\gamma_{LO}/2\pi c,$ см^{-1}	$\omega_{TO}/2\pi c,$ см^{-1}	$\gamma_{TO}/2\pi c,$ см^{-1}
100	100	65	90
106	28	90	90
107	10	106.5	5
128	10	125	5
185	45	164.5	25
234	60	215	40

$$\epsilon_{\perp\infty} = 5.1$$

Результаты расчета угловой дисперсии спектров КР по формуле (1) без подгонки каких-либо параметров с использованием соотношений (2)–(5) при $\chi_{\infty}^{(2)} = 0$ представлены на рис. 2(б). Сопоставление экспериментально полученных (рис. 2(а)) и расчетных

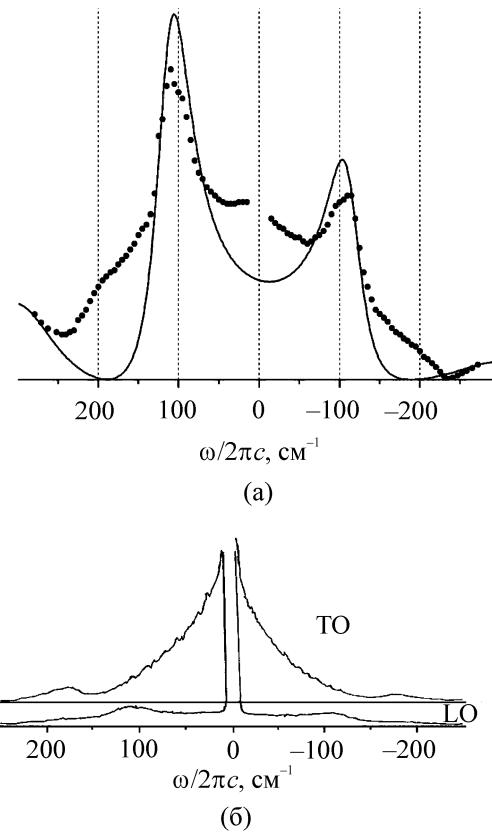


Рис. 4: (а) Экспериментальный (точки) и расчетный (сплошная линия) спектры КР на LO колебаниях симметрии $B_2(z)$ кристалла KDP. (б) Спектры рассеяния на LO и TO колебаниях, нормированные на амплитуду рассеяния на неполярном колебании $A_1(\omega/2\pi c = 360 \text{ см}^{-1})$. Для наглядности спектры разнесены по вертикали.

(рис. 2(б)) спектров свидетельствует о неплохом их общем соответствии. Однако наблюдаются и небольшие отклонения.

Для более детального сравнения на рис. 4(а) приведены экспериментально полученный и расчетный спектры КР на LO колебаниях ($\theta = 0^\circ$). Прежде всего подчеркнем, что в спектре (рис. 4(а)) отчетливо наблюдается линия (непередемпфированное колебание) с максимумом на частоте около 110 см^{-1} , положение которого хорошо согласуется с расчетным спектром и соответствует частоте LO компоненты, связанной с резонансной передемпфированной ТО мягкой модой. Более высокий уровень рассеяния при малых частотных сдвигах ($|\omega/2\pi c| < 50 \text{ см}^{-1}$) в экспериментальном спектре частично можно, по-видимому, объяснить, как и в случае рассеяния на ТО колебаниях (см. рис. 3) недостаточным контрастом спектрометра при малых частотных сдвигах. Отметим, что

интенсивность рассеяния на LO колебаниях заметно слабее, чем на TO колебаниях, что видно из рис. 4(б), на котором приведены спектры рассеяния на LO и TO колебаниях, нормированные на амплитуду рассеяния на неполярном колебании $A_1(\omega/2\pi c = 360 \text{ см}^{-1})$, которая не зависит от угла θ . Другое заметное отклонение наблюдается в области частот $|\omega/2\pi c| \sim 150 - 250 \text{ см}^{-1}$. Здесь как бы частично “остается” рассеяние, которое наблюдается в виде дополнительного максимума при $\approx 180 \text{ см}^{-1}$ в спектрах рассеяния на TO колебаниях (см. рис. 3). Возможно, что это связано с наличием в указанной области дополнительных возбуждений, обусловленных фононным спектром второго порядка, которые не учитывались в используемой нами модели. Однако для выявления природы наблюдавшихся отклонений необходимы дополнительные исследования.

Таким образом, в работе экспериментально получены низкочастотные спектры КР кристалла KDP при различных направлениях волнового вектора \mathbf{K} участвующих в рассеянии $B_2(z)$ фононов по отношению к направлению оптической оси C . При изменении направления волнового вектора наблюдается, в частности, плавный “переход” от центрального пика (при $\mathbf{K} \perp C$), отвечающего рассеянию на TO-фононах, к пику на смещенной частоте (при $\mathbf{K} \parallel C$), отвечающему рассеянию на LO-фононах. Такая трансформация спектра свидетельствует в пользу того, что мягкая мода является передемпфирированной, а не релаксационной модой. В противном случае, если бы центральный пик в спектре рассеяния на TO колебаниях был обусловлен релаксационной модой, то и в спектре LO колебаний также должен был бы наблюдаваться центральный пик, т.к. в этом случае вещественные части как TO, так и LO часто равны нулю.

Наблюдавшая угловая зависимость спектров КР неплохо согласуется с расчетной, полученной с использованием модели двух связанных осцилляторов. При этом наилучшее совпадение можно отметить для спектров на “чистых” TO колебаниях. Общая картина трансформации спектра КР при изменении направления участвующих в рассеянии фононов также соответствует расчетному спектру (центральный пик переходит в пик на смещенной частоте, совпадающей с расчетной). Однако форма спектров наблюдавшихся угловых зависимостей несколько отличается от расчета, что свидетельствует о необходимости учета дополнительных более слабых взаимодействий, обусловленных эффектами ангармонизма.

Таким образом, исследование угловой дисперсии сильно затухающих фононов позволяет получать более полную информацию о параметрах передемпфирированных фононов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] R. Loudon, *Adv. Phys.* **13**, 423 (1964).
- [2] W. Hayes and R. Loudon, *Scattering of light by crystals* (N.Y., Wiley, 1978).
- [3] R. Claus, L. Merten, and J. Brandmuller, *Light scattering by phonon-polaritons* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1975).
- [4] V. L. Strizhevskii and Yu. N. Yashkir, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **61**, 353 (1974).
- [5] В. Л. Гинзбург, А. П. Леванюк, А. А. Собянин, УФН **130**, 1375 (1980).
- [6] A. S. Barker, Jr., and J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **135**, 1732 (1964).
- [7] J. F. Scott, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 70 (1975).
- [8] Ю. Н. Поливанов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 24 (1990).
- [9] K. E. Gauss, H. Happ, and G. Rother, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **72**, 623 (1975).
- [10] F. Brehat, B. Wyncke, and A. Hadni, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **107**, 723 (1981).
- [11] N. Lagakos and H. Z. Cummins, *Phys. Rev. B*, **10**, 1063 (1974).

Поступила в редакцию 24 мая 2010 г.

УДК 621.373.826

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ОДНОЧАСТОТНЫЙ НЕПРЕРЫВНЫЙ ЛАЗЕР НА КРИСТАЛЛЕ Cr²⁺:CdSe

М. А. Губин¹, А. Н. Киреев¹, Ю. В. Коростелин¹, А. И. Ландман¹,
Ю. П. Подмарков^{1,2}, М. Ю. Филипчук², М. П. Фролов^{1,2},
А. И. Шелковников¹

В непрерывном Cr²⁺:CdSe-лазере продемонстрирован диапазон плавной перестройки длины волны генерации от 2350 до 3450 нм. Показано, что лазер эффективно работает на длине волны 3.28 мкм, перспективной для оптического стандарта частоты на молекуле метана. В этой спектральной области реализован одночастотный режим работы лазера с шириной линии генерации, не превышающей 60 МГц.

Ключевые слова: Cr²⁺:CdSe-лазер, перестраиваемые лазеры, лазеры ИК диапазона, оптические стандарты частоты.

Перестраиваемые непрерывные лазеры ИК диапазона 2–5 мкм находят широкое применение в медицине, различных областях науки и техники. В частности, использование перестраиваемого узкополосного лазера с длиной волны 3.28 мкм открывает потенциальную возможность повышения на 1–2 порядка производимости частоты лазерных оптических стандартов частоты (ОСЧ) [1, 2], основанных на внутридоплеровских резонансах метана в газовых ячейках низкого давления. Традиционно в ОСЧ на молекуле метана используется линия F2(2) перехода R(7) полосы ν_3 , совпадающая с частотой генерации Не-Не-лазера ($\lambda = 3.39$ мкм). Однако расчеты показывают [3], что ряд других линий, соответствующих колебательно-вращательным переходам метана, в частности линия E(1) перехода R(2) ($\lambda = 3.28$ мкм), могут быть более перспективными для создания ОСЧ с более высокими точностью и воспроизводимостью. Для работы на этих линиях необходима замена Не-Не-лазера на лазер, работающий на требуемой частоте. В

¹ Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53, e-mail: frolovmp@x4u.lebedev.ru.

² Московский физико-технический институт, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

качестве такого источника ранее использовался лазер на центрах окраски (ЦО) в кристалле RbCl:Li [3, 4]. Однако перестраиваемый лазер на ЦО обладал рядом недостатков, связанных с необходимостью охлаждения кристаллов до температуры жидкого азота, высокой гигроскопичностью кристаллов, неустойчивостью центров окраски во времени, которые ограничивали его практическое использование.

Недавно начались исследования новой активной лазерной среды для среднего ИК диапазона на основе кристалла CdSe, легированного двухвалентными ионами хрома [5]. По сравнению с лазером на ЦО лазер на кристалле Cr²⁺:CdSe имеет ряд преимуществ. Лазер работает при комнатной температуре в импульсном и непрерывном режиме и имеет широкую полосу усиления (2.2–3.7 мкм). Кристалл Cr²⁺:CdSe не гигроскопичен и не деградирует со временем. Для его оптической накачки могут быть использованы твердотельные и волоконные лазеры, например, тулиевые лазеры и диодные лазеры, работающие в области 1.7–2.2 мкм.

К настоящему времени на кристалле Cr²⁺:CdSe в максимуме полосы усиления получена непрерывная лазерная генерация мощностью до 1.7 Вт и достигнут дифференциальный КПД по поглощенной мощности накачки 57% [6]. Была продемонстрирована плавная перестройка длины волн генерации Cr²⁺:CdSe-лазера в спектральном диапазоне 2.26–3.61 мкм [7]. Однако возможности перестройки исследовались только при использовании импульсной накачки.

В настоящей работе исследуются возможности перестройки длины волн непрерывного Cr²⁺:CdSe-лазера и сужения его спектра генерации.

Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Резонатор Cr²⁺:CdSe-лазера был образован плоским “глухим” зеркалом Z₁, пропускавшим 95% излучения накачки на длине волны 1.94 мкм и отражавшим > 99.7% излучения в спектральной области 2.4–3.4 мкм, поворотным сферическим ($R = 100$ мм) зеркалом Z₂ с золотым покрытием и дифракционной решеткой (360 штр./мм). Вывод излучения из резонатора осуществлялся через нулевой порядок дифракционной решетки. Активный элемент (АЭ) лазера был изготовлен из монокристалла Cr²⁺:CdSe, выращенного на монокристаллической затравке физическим транспортом из паровой фазы с одновременным легированием в процессе роста по технологии, разработанной для выращивания монокристаллов твердых растворов [8, 9]. Использовался кристалл с концентрацией ионов Cr²⁺, равной 1.1×10^{18} см⁻³. Коэффициент поглощения АЭ на длине волны накачки составлял 3.3 см⁻¹. Спектральные и лазерные характеристики этого кристалла исследовались ранее в условиях импульсной и непрерывной накачки [6, 7]. АЭ имел фор-

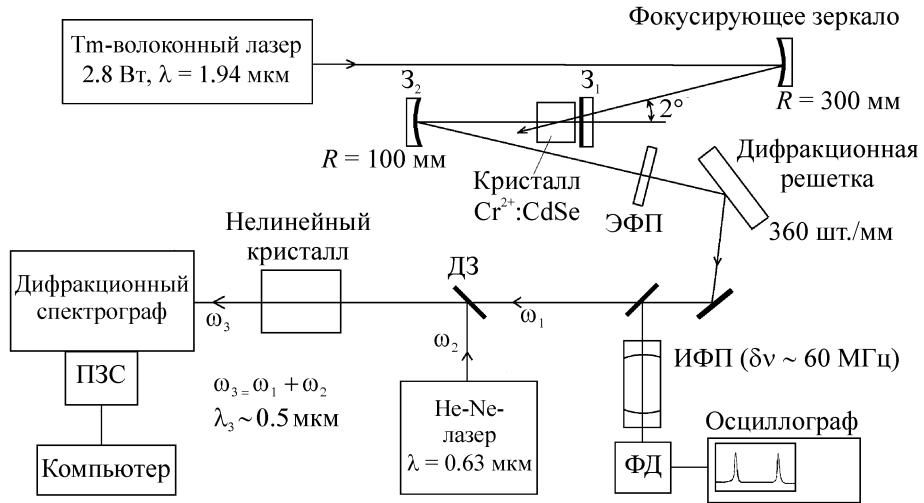


Рис. 1: Схема экспериментальной установки: Z_1 , Z_2 – “глухое” и поворотное зеркала резонатора, ДЗ – дихроичное зеркало, ИФП – конфокальный сканирующий интерферометр (область свободной дисперсии $\approx 1.4 \text{ ГГц}$, разрешение $\approx 60 \text{ МГц}$), ЭФП – эталон Фабри–Перо, ФД – фотодиод.

му “слэба” с активной длиной $l_a = 4.9 \text{ мм}$ и поперечными размерами $1.5 \times 5 \text{ мм}$. Оптическая ось кристалла составляла небольшой угол $\approx 4^\circ$ с нормалью к рабочим поверхностям АЭ. Рабочие поверхности АЭ не просветлялись, но были качественно отполированы и с хорошей точностью параллельны (клин $< 30''$). Для обеспечения эффективного теплоотвода АЭ был зажат через прослойки из индия между двумя медными пластинами, охлаждаемыми проточной водой с температурой 17°C . АЭ размещался вблизи зеркала Z_1 , так что расстояние между зеркалом Z_1 и ближайшей к нему гранью кристалла было 0.5 мм . Рабочие поверхности АЭ были перпендикулярны к оптической оси резонатора. Расстояние между зеркалом Z_2 и АЭ было близко к 50 мм , а полная длина резонатора составляла 210 мм . Для реализации одночастотного режима генерации $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ лазера в резонаторе устанавливался эталон Фабри–Перо (ЭФП) (плоскопараллельная пластина из CaF_2 толщиной 2.4 мм).

Оптическая накачка $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ -лазера осуществлялась излучением непрерывного титанового волоконного лазера (TLM-3 производства НТО ИРЭ-Полюс) с длиной волны 1.94 мкм и максимальной выходной мощностью 2.8 Вт . Пучок накачки через зеркало Z_1 фокусировался в АЭ сферическим ($R = 300 \text{ мм}$) зеркалом в пятно диаметром $\approx 0.15 \text{ мм}$. Направление пучка накачки составляло небольшой угол ($\approx 2^\circ$) с оптической осью резо-

натора $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ -лазера. Таким способом предотвращалось попадание на фокусирующее зеркало отраженного от элементов резонатора $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ -лазера излучения накачки и исключалось его влияние на работу тулиевого волоконного лазера. В условиях наших экспериментов максимальная поглощенная АЭ мощность накачки не превышала 1.6 Вт при максимальной мощности источника накачки 2.8 Вт.

Измерение длины волны излучения $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ -лазера и предварительный анализ его спектра осуществлялись с помощью дифракционного спектрографа с разрешением 0.04 см^{-1} . Для этой цели ИК-излучение $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ -лазера (частота ω_1) преобразовывалось в видимую область спектра $\sim 0.5 \text{ мкм}$ в процессе генерации суммарной частоты ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) при его смешении в нелинейном кристалле LiNbO_3 (90° синхронизм с температурной настройкой) с монохроматическим излучением Не-Не-лазера с длиной волны 632.8 нм (частота ω_2). Преобразованное в видимый диапазон излучение регистрировалось в спектрографе с помощью многоканального оптического анализатора на основе ПЗС-линейки. Такой способ регистрации ИК-спектров в диапазоне 2–4 мкм, позволяющий в реальном времени следить за лазерным спектром, хорошо зарекомендовал себя ранее во внутрирезонаторной лазерной спектроскопии на основе $\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_2$, $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ - и $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазеров с использованием в качестве дополнительного лазера узкополосного импульсного Nd:YAG-лазера (1064 нм) [10–12].

Тонкая структура спектра анализировалась с помощью конфокального сканирующего интерферометра Фабри–Перо (ИФП) с областью свободной дисперсии $\approx 1.4 \text{ ГГц}$ и разрешением $\approx 60 \text{ МГц}$.

Перестройка длины волны выходного излучения $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ -лазера осуществлялась поворотом дифракционной решетки. При этом использовался только один набор зеркал лазерного резонатора. На рис. 2 показана полученная кривая перестройки лазера и спектр пропускания зеркала Z_1 . Экспериментальные данные были получены при поглощенной мощности накачки 1.4 Вт. В максимуме перестроечной кривой (интервал длин волн 2.5–2.7 мкм) значение выходной мощности составило 210 мВт. В крайних точках перестроичной кривой (2.35 мкм и 3.45 мкм) выходная мощность составила 5 мВт. Перестройка в областях спектра короче 2.4 мкм и длиннее 3.4 мкм, по-видимому, ограничивалась пропусканием используемого зеркала. Увеличение мощности накачки и уменьшение потерь резонатора, вероятно, позволит расширить диапазон перестройки лазера.

Из рис. 2 видно, что лазер может эффективно работать на длине волны вблизи 3.28 мкм, необходимой для ОСЧ. При этом измерения показали, что в условиях наших

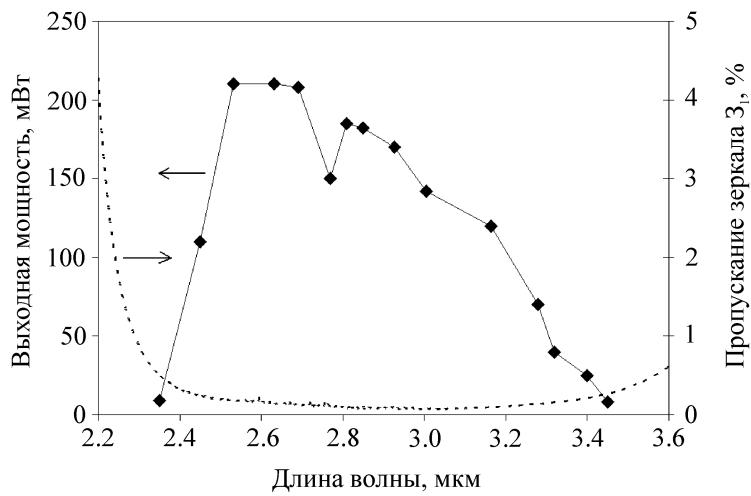


Рис. 2: Перестроенная кривая длины волны генерации $Cr^{2+}:CdSe$ -лазера при поглощенной мощности накачки 1.4 Вт (ромбики) и спектр пропускания зеркала Z_1 (пунктир).

экспериментов пороговая поглощенная мощность накачки для работы лазера на этой длине волны составила 0.43 Вт. Используемый источник накачки обеспечивал примерно 4-кратное превышение порога.

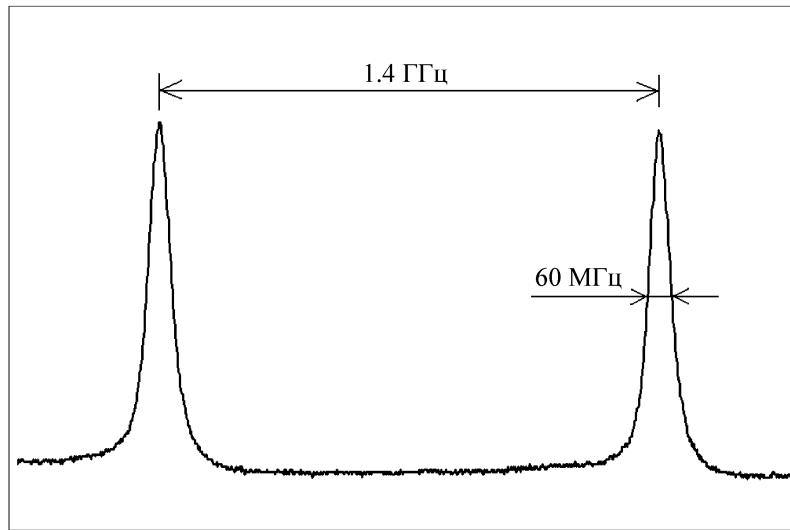


Рис. 3: Сигнал пропускания сканирующего ИФП, демонстрирующий узкополосную одиноччастотную лазерную генерацию на длине волны 3.28 мкм.

В отсутствие ЭФП в резонаторе спектр лазера представлял две либо три линии с интервалом $\approx 0.4 \text{ см}^{-1}$, соответствующим собственной частоте пропускания интерфе-

рометра, образованного гранями АЭ. Установленный в резонатор ЭФП позволил выделить одну узкую линию. Измеренная с помощью конфокального сканирующего интерферометра спектральная ширина этой линии не превышала 60 МГц (разрешение сканирующего ИФП). На рис. 3 показан сигнал пропускания сканирующего ИФП, демонстрирующий узкополосную одночастотную лазерную генерацию.

Таким образом, в данной работе впервые реализована перестройка непрерывного Cr²⁺:CdSe-лазера в диапазоне 2.35–3.45 мкм. Показано, что лазер может эффективно работать в окрестности длины волны 3.28 мкм, необходимой для использования в ОСЧ. Реализована генерация в одночастотном режиме с узкой линией, ширина которой не превышала 60 МГц. Полученные результаты показывают перспективность использования Cr²⁺:CdSe-лазера для создания ОСЧ на метане.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 09-02-00864-а, 09-02-00877-а), Программы Министерства образования и науки РФ “Развитие научного потенциала высшей школы” и Программы “Участник молодежного научно-инновационного конкурса 2009” (“У.М.Н.И.К.”) Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] J. L. Hall, *Laser Phys.* **4**, 305 (1994).
- [2] С. Н. Багаев, В. П. Чеботаев, *УФН* **148**, 143 (1986).
- [3] А. Н. Киреев, Е. В. Ковальчук, Д. А. Тюриков и др., *Квантовая электроника* **21**, 901 (1994).
- [4] М. А. Губин, А. Н. Киреев, Е. В. Ковальчук и др., *Квантовая электроника* **23**, 951 (1996).
- [5] J. McKay, K. L. Schepler, G. C. Catella, *Optics Letters* **24**, 1575 (1999).
- [6] В. И. Козловский, Ю. В. Коростелин, А. И. Ландман и др., *Квантовая электроника* **40**, 7 (2010).
- [7] В. А. Акимов, В. И. Козловский, Ю. В. Коростелин и др., *Квантовая электроника* **38**, 205 (2008).
- [8] Yu. V. Korostelin, V. I. Kozlovsky, A. S. Nasibov, P. V. Shapkin, *J. Crystal Growth* **159**, 181 (1996).
- [9] Yu. V. Korostelin and V. I. Kozlovsky, *J. Alloy Compounds* **371**, 25 (2004).

- [10] M. P. Frolov, Yu. P. Podmar'kov, Optics Commun. **155**, 313 (1998).
- [11] В. А. Акимов, В. И. Козловский, Ю. В. Коростелин и др., Квантовая электроника **35**, 425 (2005).
- [12] В. А. Акимов, А. А. Воронов, В. И. Козловский и др., Квантовая электроника **37**, 1071 (2007).

Поступила в редакцию 1 сентября 2010 г.

ЛОКАЛЬНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЗЕМЛИ В ПЕРИОД РАЗВИТИЯ СЕЙСМИЧЕСКОГО СОБЫТИЯ В ЯПОНИИ 11 МАРТА 2011 ГОДА

А. М. Гальпер^{1,2}, С. В. Колдашов², А. А. Улитин²

Приведены результаты анализа всплесков высокоэнергичных электронов, зарегистрированных в спутниковом эксперименте “АРИНА” в период развития катастрофического сейсмического события в Японии 11 марта 2011 года. Проведено сопоставление временных профилей суточного числа всплесков частиц и землетрясений с магнитудой более 4 баллов, выявлено синхронное изменение этих временных профилей.

Ключевые слова: радиационный пояс, высыпание частиц, предсказание землетрясений.

1. *Локальные возмущения радиационного пояса и всплески частиц в околосземном пространстве.* В рамках федеральной космической программы в МИФИ были подготовлены и в настоящее время осуществляются спутниковые эксперименты “АРИНА” и “ВСПЛЕСК”, предназначенные для радиационного мониторинга околосземного космического пространства (ОКП) с целью изучения физической природы всплесков высокоэнергичных заряженных частиц (резких кратковременных возрастаний потоков частиц).

Стационарные радиационные условия в ОКП формируются суперпозицией галактических космических лучей, потоков частиц атмосферного альбедо и захваченных геомагнитным полем заряженных частиц (радиационный пояс Земли, РПЗ) [1]. Структура РПЗ представлена на рис. 1.

Сегодня большой интерес вызывают исследования изменений в радиационных условиях в ОКП вне зоны РПЗ, проявляющихся как всплески и вариации потоков заряженных частиц в широком диапазоне энергий. Впервые всплески частиц высоких энергий в

¹ Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53.

² Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

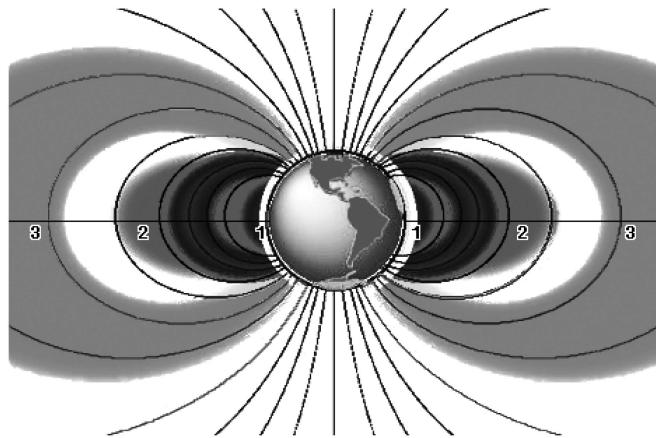


Рис. 1: Меридиональное сечение радиационного пояса Земли, дрейфовые оболочки $L = 1 - 2$ – внутренняя часть РПЗ; $L = 3 - 7$ – внешняя зона РПЗ.

ОКП были обнаружены в 1985 году в эксперименте “МАРИЯ”, поставленном МИФИ на орбитальной станции “Салют-7” [2]. В дальнейшем были выполнены обширные экспериментальные и теоретические исследования в этом направлении, была выявлена взаимосвязь между всплесками частиц и различными солнечно-магнитосферными и геофизическими процессами (сейсмическими, грозовыми и др.) [3–12 и ссылки в них]. Из наиболее важных экспериментов отметим: при высоких энергиях (5–50 МэВ) – “МАРИЯ”, “МАРИЯ-2” [4, 5, 7] и SAMPEX/PET [8, 10], при низких – Demeter (0.3–5 МэВ) [11] и POES (0.3–2.5 МэВ) [12].

В результате этих исследований было показано, что механизм формирования всплесков высокоэнергичных заряженных частиц (в основном наблюдения относятся к электронам с энергиями порядка десятков МэВ) связан с локальными возмущениями РПЗ и состоит в следующем [3, 4]. Между высокоэнергичными электронами РПЗ и низкочастотным электромагнитным излучением (ЭМИ), генерируемым в различных геофизических и магнитосферных процессах, происходит взаимодействие, приводящее к питч-угловой диффузии частиц и опусканию их зеркальных точек. В результате происходит высыпание частиц из РПЗ на высоты ниже границы радиационного пояса. На рис. 2 показан этот процесс в случае сейсмического возмущения РПЗ. Далее высыпавшиеся частицы, если их зеркальные точки находятся не слишком глубоко в остаточной атмосфере (выше 60–80 км), дрейфуют вокруг Земли и формируют волну из высыпавшихся частиц (называемую ГКВ волной), распространяющуюся вдоль L -оболочки, содержащей зону локального возмущения РПЗ. Время полного долготного оборота высокоэнергичных частиц вокруг Земли составляет величину от нескольких десятков секунд до

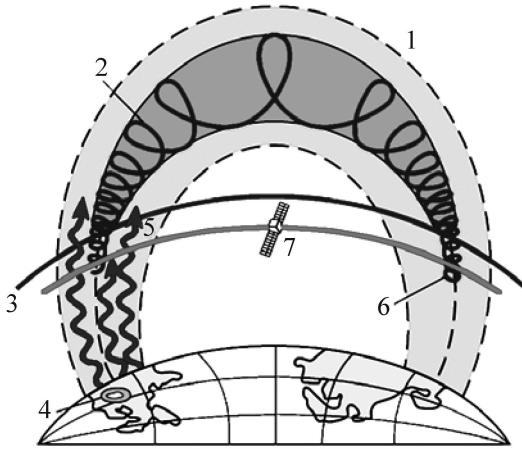


Рис. 2: Высыпание частиц радиационного пояса после взаимодействия с ЭМИ сейсмического происхождения; 1 – геомагнитная трубка, 2 – траектория частицы, 3 – нижняя граница радиационного пояса, 4 – очаг землетрясения, 5 – электромагнитное излучение, 6 – высывающиеся частицы, 7 – траектория спутника.

нескольких минут. Поэтому за это же время L -оболочка полностью заполняется высыпавшимися частицами. При пересечении космическим аппаратом (КА) такой возмущенной L -оболочки приборы регистрируют всплеск частиц, который, очевидно, может быть наблюден на любой долготе, не обязательно совпадающей с долготой области локального возмущения РПЗ, а также в соответствующей этой области магнитно-сопряженной зоне. Таким образом, происходит значительное расширение области ОКП, в которой возможна регистрация всплесков частиц, образующихся при локальных возмущениях РПЗ, и возрастает вероятность их регистрации в измерениях на КА.

В работах [3, 4] было показано, что, измеряя характеристики всплеска частиц (место его регистрации, энергетические спектры и временные профили), можно определить географические координаты зоны локального возмущения РПЗ, то есть положение области, над которой произошло высыпание частиц (например, над очагом землетрясения, районом грозовой активности и др.). Отметим, что для всплесков частиц сейсмической природы было установлено, что они появляются за несколько часов до сильных землетрясений, и в настоящее время разрабатываются подходы к использованию этого эффекта для прогнозирования землетрясений [5, 13, 14]. Однако показанное выше возможное различие положений зоны наблюдения всплеска частиц в ОКП и места локального возмущения РПЗ создает дополнительные трудности при идентификации физической природы всплеска.

Поэтому сегодня, с практической точки зрения, важно понять, как по измерениям физических характеристик всплесков частиц можно определять их природу (магнитосферную, сейсмическую, молниевую, техногенную и др.), и, в частности, выявлять всплески частиц, связанные с землетрясениями.

2. Описание экспериментов. Разработанные в МИФИ сцинтиляционные спектрометры “АРИНА” и “ВСПЛЕСК” полностью идентичны по физической схеме, имеют одинаковые физические параметры (геомфактор, энергетический диапазон, энергетическое разрешение и др.), регистрируют и идентифицируют электроны (3–30 МэВ) и протоны (30–100 МэВ), измеряют их энергии и позволяют изучать энергетические спектры и временные профили потоков частиц.

Эксперименты “АРИНА” и “ВСПЛЕСК” осуществляются на низкоорбитальных КА. Прибор “АРИНА” установлен в приборном гермоконтейнере КА “Ресурс-ДК” №1 с параметрами орбиты – высотой в пределах 350–600 км и наклонением 70°, эксперимент проводится с середины июня 2006 года [13].

Прибор “ВСПЛЕСК” установлен вне гермообъема на Служебном модуле Международной космической станции (параметры орбиты: высота – 350–400 км, наклонение 52°, измерения проводятся с августа 2008 года) [14].

Толщина вещества в поле зрения каждого спектрометра составляет около 0.5 г/см². Оси приборов перпендикулярны плоскостям орбит КА.

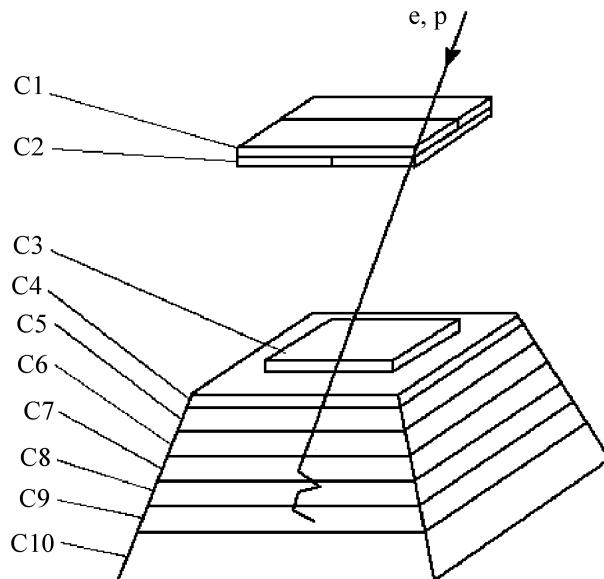


Рис. 3: Физическая схема спектрометра.

На рис. 3 представлена физическая схема многослойного сцинтиляционного детектора (МСД), который является главной частью прибора.

Заряженные частицы (электроны, протоны), движущиеся в прямом направлении (сверху вниз) и попадающие в апертуру прибора, проходят последовательно через сцинтиляционные слои С1, С2 С3 и т.д., теряют энергию и поглощаются в МСД. Частицы обратного направления и частицы, прошедшие через весь прибор, отсекаются детектором С10, работающим в режиме антисовпадений. Таким образом, остановившиеся в МСД частицы – это электроны с энергиями 3–30 МэВ и протоны с энергиями 30–100 МэВ. Они идентифицируются по энерговыделению в каждом слое при прохождении через прибор и по пробегу в нем. Энергия электронов и протонов измеряется по их пробегу в слоях МСД. Подробно физическая схема и характеристики прибора описаны в работе [15].

Спектрометр позволяет проводить измерения энергетических спектров частиц и их эволюцию, определять временные профили всплесков частиц с высоким времененным разрешением, может работать в высокоинтенсивных потоках частиц. Светосила прибора, определяемая конфигурацией и расположением детекторов С1, С2 и С3, составляет величину порядка $10 \text{ см}^2\text{ср}$, что в несколько десятков раз выше, чем светосила аппаратуры, с помощью которой были получены основные результаты по наблюдению сейсмических эффектов в потоках частиц [8, 10]. Характеристики спектрометров “АРИНА” и “ВСПЛЕСК” приведены в табл. 1. В данной работе была использована экспериментальная информация, относящаяся к интегральному потоку электронов в энергетическом интервале 3–30 МэВ.

Таблица 1

Физические и технические характеристики спектрометров

1.	Геометрический фактор		$10 \text{ см}^2\text{ср}$
2.	Апертура		± 30 град.
3.	Энергетические диапазоны	для протонов для электронов	(30–100) МэВ (3–30) МэВ
4.	Энергетическое разрешение	для протонов для электронов	10% 15%
5.	Временное разрешение		100 нс
6.	Масса		8.6 кг
7.	Потребляемая мощность		13.5 Вт

3. Экспериментальные результаты.

3.1. Общая характеристика экспериментов “АРИНА” и “ВСПЛЕСК”. Прежде всего необходимо подчеркнуть, что измерения, проводимые в экспериментах “АРИНА” и “ВСПЛЕСК”, более чем на порядок чувствительнее к вариациям потоков частиц по сравнению с ранее выполненными экспериментами [8, 10]. Этого удалось добиться за счет существенно большего геомфактора, что позволило дополнительно выделять слабые всплески частиц. Проведение практически непрерывных измерений дало возможность накопить статистику по всплескам частиц, достаточную для проведения статистического анализа и изучения физической природы всплесков частиц на новом качественном уровне [13, 14, 16].

В каждом эксперименте были выявлены всплески высокоэнергичных заряженных частиц. В дальнейшую обработку и анализ были отобраны всплески частиц на уровне 4.5 стандартных отклонений и выше, имеющие продолжительность от нескольких секунд до нескольких минут. Всего за время проведения экспериментов таких всплесков частиц было обнаружено: около 200 в эксперименте “АРИНА” и около 50 в эксперименте “ВСПЛЕСК”.

В работах [3, 4, 14] были рассмотрены возможности дистанционной диагностики локальных возмущений РПЗ на основе данных о характеристиках регистрируемых в ОКП всплесков частиц и показаны примеры регистрации сейсмических и молниевых возмущений РПЗ. В работе [16] были выявлены всплески частиц непосредственно в зонах локальных возмущений РПЗ, и, в частности, обнаружено, что такие всплески частиц группируются вдоль линий тектонических разломов и над районами повышенной грозовой активности.

3.2. Всплески частиц в период развития сейсмического события в Японии 11 марта 2011 года. Эксперименты “АРИНА” и “ВСПЛЕСК” проводятся практически в непрерывном режиме измерений потоков высокоэнергичных протонов и электронов. Тем не менее, в эксперименте “ВСПЛЕСК” регулярно возникают пропуски в информационных потоках, связанные с невысоким быстродействием бортовой телеметрической системы, что, в частности, привело к потере информации, относящейся к рассмотренному ниже катастрофическому сейсмическому событию в Японии 11 марта 2011 года. В эксперименте “АРИНА” аналогичные информационные потери не превышают 5%–10%, и представленные экспериментальные результаты по этому событию были получены по данным эксперимента “АРИНА”.

Мощное сейсмическое событие в Японии, начавшееся 11 марта 2011 года землетрясением с магнитудой 9 баллов, сопровождалось необычно высокой афтершоковой активностью с числом землетрясений ($M > 4$ баллов) до 140 в сутки. Таким образом, в данном случае применяемый ранее метод анализа [8], основанный на выделении двух генетически связанных событий (всплеск частиц и землетрясение) и рассчитанный на относительно редкие события (менее 10 в сутки), не может быть использован. Тем не менее, следует отметить, что в области, геомагнитно-сопряженной с сейсмически активной зоной Японии, в 03:42:27 UT был зарегистрирован всплеск частиц (на уровне 3.2 стандартных отклонения), который, по-видимому, мог быть предвестником первого основного землетрясения ($M = 9$), произошедшего в 05:46:23 UT.



Рис. 4: Выбранная для анализа область Японии.

Применительно ко всему сейсмическому событию был реализован следующий подход в анализе всплесков высокоэнергичных заряженных частиц. Был выбран район Японии с географическими координатами в диапазонах долгот 140° – 155° и широт 33° – 45° (рис. 4). Далее в этом районе (в ОКП над ним) определялся временной профиль

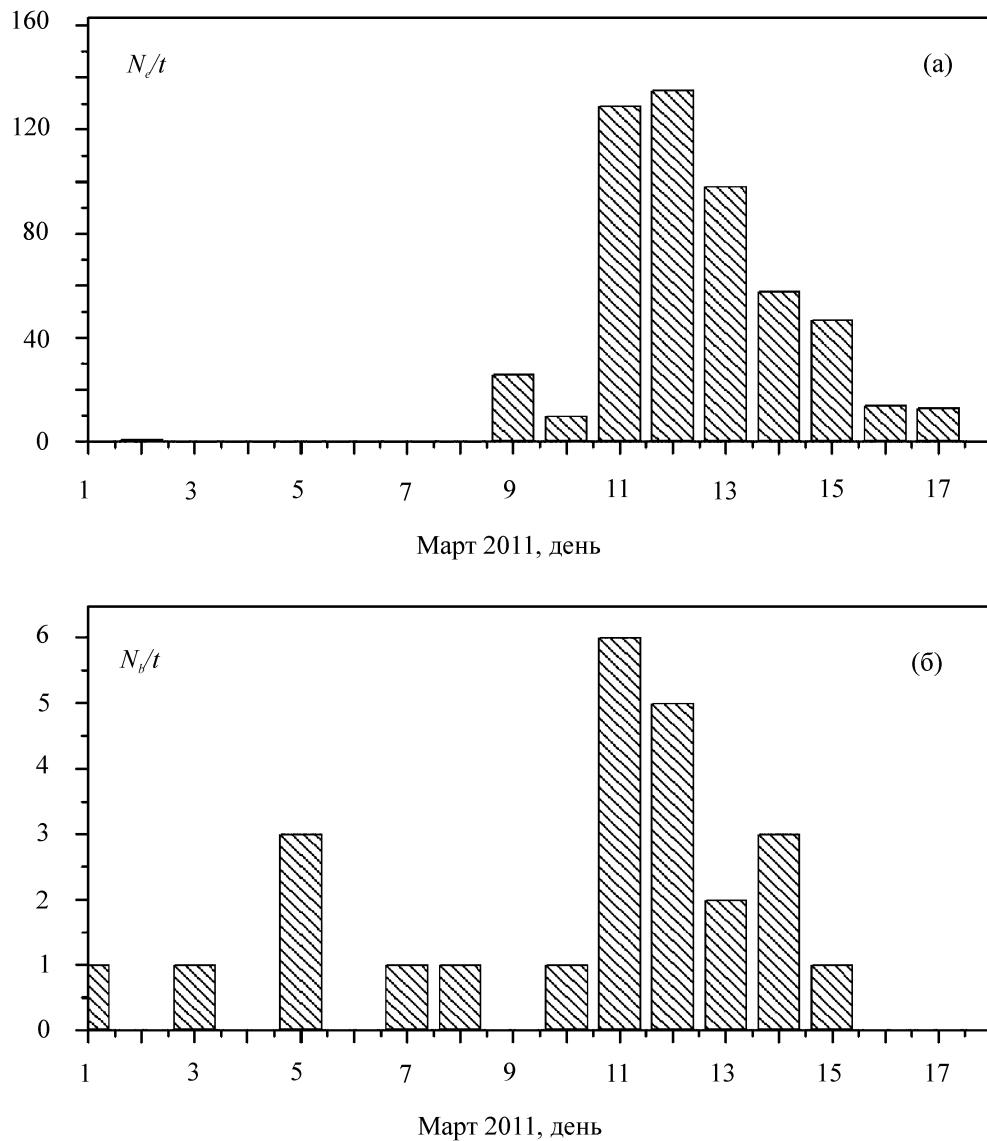


Рис. 5: (a) число землетрясений ($M > 4$), (б) число всплесков частиц, эксперимент “АРИНА”.

темпа счета всплесков частиц N_b/t (число всплесков в сутки) на временном отрезке до сейсмического события и в период его развития. И, затем, на этом же временном интервале проводилось сравнение N_b/t с поведением суточного числа землетрясений (N_e/t) с магнитудой выше заданной (например, 4 балла по шкале Рихтера; использовался каталог ANSS: <http://www.ncedc.org/anss/catalog-search.html>).

Поведение N_b/t и N_e/t в период с 1 по 16 марта показано на рис. 5(а) и 5(б).

Видно резкое увеличение числа всплесков частиц в несколько раз, начиная с 11 марта 2011 года, коррелирующее с резко возросшим числом землетрясений в выбранном районе. При этом надо учитывать, что наблюдение всплесков частиц в конкретной области на одном космическом аппарате сильно ограничено по времени, поскольку КА пересекает эту зону не более нескольких раз в сутки и время ее пересечения составляет около нескольких минут. Сейсмические же события наблюдаются наземными геофизическими службами непрерывно. Поэтому число зарегистрированных землетрясений существенно превышает число обнаруженных всплесков частиц.

Заключение. Представленные в данной работе результаты наблюдений динамики потоков высокоэнергичных электронов в ОКП в период развития сейсмического события в Японии 11 марта 2011 года являются примером сейсмомагнитосферной связи и демонстрируют возможность использования этого явления для спутникового мониторинга землетрясений.

Авторы выражают благодарность Роскосмосу, ЦСКБ “Прогресс” и НЦ ОМЗ за техническую и финансовую поддержку эксперимента “АРИНА”.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Г. Редерер, *Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем*. Пер. с англ., (М., Мир, 1972).
- [2] S. A. Voronov, A. M. Galper, V. G. Kirillov-Ugryumov, et al., *Proceedings of 20th International Cosmic Ray Conference, Moscow, Russia, 1987* (Nauka, Moscow, 1997), vol. 4, p. 451.
- [3] А. М. Гальпер, С. В. Колдашов, А. М. Мурашов, Космические исследования **38**(1), 102 (2000).
- [4] М. Е. Алешина, С. А. Воронов, А. М. Гальпер и др., Космические исследования **30**, 79 (1992).
- [5] A. M. Galper, S. V. Koldashov, S. A. Voronov, Advance Space Research **15**, 131 (1995).
- [6] С. Ю. Александрин, С. А. Воронов, А. М. Гальпер и др., Известия РАН, сер. физ. **65**(1), 400 (2001).
- [7] С. Ю. Александрин, С. А. Воронов, А. М. Гальпер и др., Известия РАН, сер. физ. **67**(4), 79 (2003).

- [8] S. Yu. Aleksandrin, A. M. Galper, S. V. Koldashov, et al., *Annales Geophysicae* **21**, 597 (2003).
- [9] С. Ю. Александрин, А. М. Гальпер, С. В. Колдашов, А. М. Мурашов, *Известия РАН, сер. физ.* **69**(6), 872 (2005).
- [10] V. Sgrigna, L. Carota, L. Conti, et al., *J. Atm. Solar-Terrestrial Phys.* **67**, 1448 (2005).
- [11] M. Parrot, J. J. Berthelier, J. P. Lebreton, et al., *Physics and Chemistry of the Earth* **31**, 486 (2006).
- [12] C. Fidani, R. Battiston, W. J. Burger, *Remote Sensing* **2**, 2170 (2010).
- [13] А. В. Бакалдин, А. Г. Батищев, С. А. Воронов и др., *Космические исследования* **45**(5), 471 (2007).
- [14] С. Ю. Александрин, А. В. Бакалдин, А. Г. Батищев и др., *Известия РАН, сер. физ.* **73**(3), 379 (2009).
- [15] А. Г. Батищев, С. А. Воронов, С. В. Колдашов и др., *Приборы и техника эксперимента*, № 5, 25 (1999).
- [16] С. Ю. Александрин, А. М. Гальпер, С. В. Колдашов и др., *Труды 31-й Всероссийской конференции по космическим лучам*, Москва, 2010 (Москва, МГУ, 2010), GEO_9; http://cr2010.sinp.msu.ru/papers/geo_09.pdf.

Поступила в редакцию 21 июня 2011 г.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

<i>A. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин.</i> Эффективная диэлектрическая проницаемость системы металлических наностровов в сильных электрических полях .	3
<i>A. M. Гальпер, С. В. Борисов, В. Г. Зверев, С. И. Сучков, Н. П. Топчиев, М. О. Фарбер, М. И. Фрадкин, Ю. Т. Юркин.</i> Метод восстановления направления прилета гамма-квантов в системе конвертер и калориметр	14
<i>C. H. Орлов, Ю. Н. Поливанов.</i> Проявление угловой дисперсии передемптированных оптических фононов в спектрах комбинационного рассеяния света .	24
<i>M. A. Губин, А. Н. Киреев, Ю. В. Коростелин, А. И. Ландман, Ю. П. Подмарыков, М. Ю. Филипчук, М. П. Фролов, А. И. Шелковников.</i> Перестраиваемый одночастотный непрерывный лазер на кристалле Cr ²⁺ :CdSe.....	34
<i>A. M. Гальпер, С. В. Колдашов, А. А. Улитин.</i> Локальные возмущения радиационного пояса Земли в период развития сейсмического события в Японии 11 марта 2011 года.....	41

Корректор *T. B. Алексеева*

Контактные телефоны редакции:

(499) 132-6411, (499) 132-6137, (499) 783-3640;
Факс: (499) 783-3643; E-mail: pavel@sci.lebedev.ru

Подписано в печать 4.07.2011 г. Формат 84x108/16. Печать офсетная. П.л. 3,25.

Тираж 250 экз. Заказ 51. Цена договорная.

Адрес редакции: Учреждение Российской академии наук

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН.

119991 Москва, Ленинский проспект, 53