

Элементарные возбуждения в двойных электронных слоях с туннельной связью

С. В. Товстоног^{1)*}, Л. В. Кулик^{†*}, В. Е. Кирпичев[†], И. В. Кукушкин^{†*}, В. Дитче*, К. фон Клитцинг*

[†] Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

* Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 22 октября 2003 г.

Методом неупругого рассеяния света исследован новый класс одночастичных возбуждений в двойных электронных слоях с туннельной связью между слоями. Измерен закон дисперсии и зависимость энергий данных возбуждений от степени разбалансировки слоев. Предложен новый спектроскопический метод определения степени разбалансировки двойных слоев.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Развитие технологии роста полупроводниковых наноструктур открывает возможность исследования физических явлений, связанных с электрон-электронным взаимодействием в системах с пониженной размерностью. Известно, что электрон-электронное взаимодействие в двумерных (2D) системах приводит к таким фундаментальным физическим явлениям, как дробный квантовый эффект Холла и вигнеровская кристаллизация [1]. Создание 2D электронных систем с пространственным разделением заряда позволяет контролируемым образом ввести дополнительную степень свободы (псевдоспин), связанную с движением электронов в направлении, перпендикулярном 2D слою. Подобные системы могут быть реализованы в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с двойными квантовыми ямами (DQW), в которых высокая подвижность носителей сочетается с возможностью управления электронной концентрацией независимо в каждой из ям. Недавние экспериментальные и теоретические исследования основного состояния в DQW продемонстрировали, что сосуществование спиновой и псевдоспиновой степеней свободы в сильнокоррелированной электронной системе может приводить к формированию принципиально новых ферро- и антиферромагнитных фаз [2], высокотемпературной сверхпроводимости [3] и двухкомпонентного вигнеровского кристалла [4]. В спектре возбуждений электронной системы в DQW могут наблюдаться новые ветви возбуждений зарядовой и спиновой плотности, связанные с псевдоспиновой степенью свободы. Было показано, что существенным параметром, определяющим основное и возбужденные состояния электронной системы с псев-

доспином, является степень асимметрии или разбалансировки системы. Увеличивая разбалансировку системы, можно плавно изменять величину туннельной связи между электронными слоями, что сопровождается качественной модификацией спектра электронов в DQW. Высказывались идеи использования туннельно связанных DQW для создания базовых элементов квантового компьютера – кубитов, а зависимость туннельной связи от разбалансировки DQW – для создания квантовых переключателей [7, 8].

Спектр электронных возбуждений в DQW исследовался теоретически [9, 10] и экспериментально [9, 10] в симметричных и асимметричных двойных слоях со слабой туннельной связью, в которых псевдоспиновой степенью свободы можно было пренебречь. Две коллективные плазменные моды, акустический и оптический плазмоны, соответствующие антифазным и синфазным колебаниям плотности заряда в электронных слоях, наблюдались в спектрах неупругого рассеяния света. Акустический плазмон обладает линейной дисперсией при малых квазиимпульсах ($ka_B \ll 1$, где k – квазиимпульс, а a_B – электронный Боровский радиус), а оптический плазмон – корневой. Показано, что изменение симметрии двойных слоев слабо влияет на энергии акустического и оптического плазмонов, которые определяются, в основном, величиной квазиимпульса и суммарной электронной концентрацией. В настоящей работе рассмотрены возбуждения в двойных электронных слоях с туннельной связью. Были выделены ветви возбуждений, связанные с межслойным туннелированием, и исследована зависимость их энергий от степени перекоса DQW. Измерена дисперсия этих возбуждений. На основании экспериментальных результатов пред-

¹⁾e-mail: tovstons@issp.ac.ru

ложен новый спектроскопический метод определения энергии Ферми электронов и степени перекоса DQW.

Исследования проводились на высококачественной гетероструктуре с DQW, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Две симметрично легированные GaAs квантовые ямы шириной 200 \AA были разделены узким $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ барьером шириной 25 \AA (рис.1). Подвижности и концентрации электронов в каждой яме были $10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и

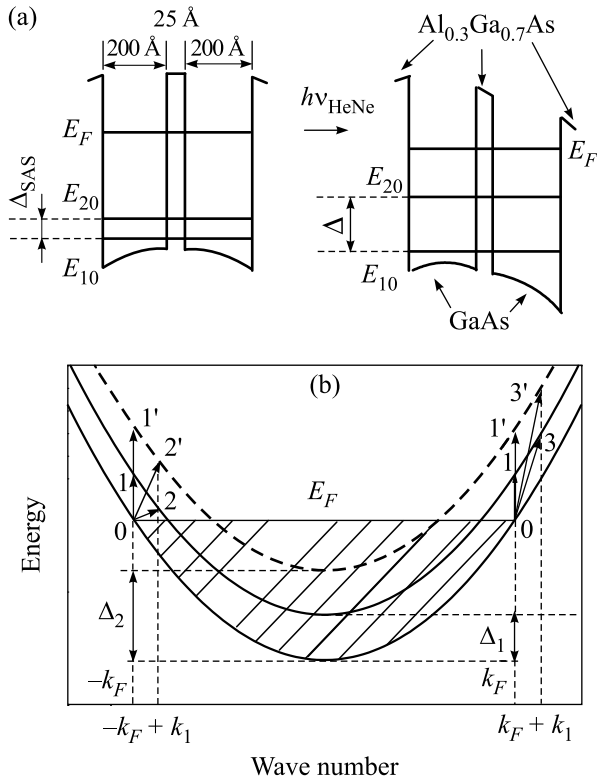


Рис.1. Иллюстрация исследуемой DQW (a) и спектра электронов в двух нижайших размерноквантованных подзонах DQW (b). Стрелками показаны одночастичные туннельные возбуждения для двух значений параметра перекоса DQW, Δ_1 и Δ_2

$3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответственно. Величина туннельной щели в DQW (Δ_{SAS}), найденная из самосоглавленного решения одномерных уравнений Шредингера и Пуассона, оказалась равной 0.28 мэВ . Для изменения электронной концентрации и балансировки DQW применялся эффект фотообеднения: в условиях непрерывного фотовозбуждения с энергией фотонов, превышающей энергию запрещенной зоны барьера, происходила нейтрализация ионизованных доноров в барьере и уменьшалась концентрация электронов в DQW [11, 12]. Механизм данного явления подробно рассмотрен в работе [13]. Вследствие того, что

коэффициент барьерного поглощения в области энергий фотообедняющего излучения велик, а легирующие примеси для квантовых ям находятся в барьере по разные стороны от DQW, яма, расположенная ближе к поверхности гетероструктуры, обеднялась значительно сильнее, чем яма, расположенная дальше от поверхности. Таким образом, подбирая плотность мощности фотообедняющего излучения, можно было плавно варьировать степень перекоса DQW.

Разница энергий между двумя нижайшими подзонами размерного квантования в DQW (E_{10} , E_{20}) определялась из спектров фотолуминесценции во внешнем перпендикулярном магнитном поле. Для этого измерялись зависимости энергий оптических переходов с уровней Ландау электронов из зоны проводимости в валентную зону DQW от величины магнитного поля. Затем эти зависимости экстраполировались в нулевое магнитное поле. Разница в аппроксимациях для оптических переходов из E_{10} и E_{20} дает *приближенный* параметр перекоса (Δ), который характеризует разбалансировку DQW [12]. Подобная процедура, хотя и является эффективным методом для извлечения приближенных параметров DQW, тем не менее, содержит неконтролируемые погрешности из-за сложной структуры валентной зоны в DQW и неизвестных кулоновских поправок в энергии оптических переходов. Энергия Ферми электронов в DQW (E_F) также определялась из спектров магнетолуминесценции по скачкам химического потенциала на целочисленных факторах заполнения [13].

Измерение спектров неупругого рассеяния света (ILS) осуществлялось с помощью перестраиваемого Ti/Sp-лазера с энергией фотонов $1.545\text{--}1.570 \text{ эВ}$ и характерной величиной плотности мощности $W = 0.1 - 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Измерения проводились в оптическом криостате при температуре 4.2 К в геометрии обратного рассеяния. Спектральным прибором служил тройной монохроматор, который в сочетании с полупроводниковым детектором с зарядовой связью обеспечивал спектральное разрешение 0.02 мэВ . Для определения природы спектральных линий ILS спектры регистрировались в двух различных конфигурациях поляризации накачивающего и рассеянного излучения. В одной конфигурации плоскости поляризации были параллельны, во второй – перпендикулярны. В параллельной и перпендикулярной конфигурациях детектировались сигналы ILS от электронных возбуждений зарядовой и спиновой плотности, соответственно [14]. Квазиимпульс возбуждений определялся разностью в импульсах накачивающего и рассеянного фотонов, которые задавались взаимной кон-

фигурацией направлений возбуждающего излучения и рассеянного сигнала ILS относительно нормали к поверхности образца. Изменением экспериментальной конфигурации можно было варьировать квазиимпульс возбуждений в пределах от 0.2 до $1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Для разделения линий неупругого рассеяния света и горячей люминесценции экспериментальные спектры регистрировались при различных энергиях излучения Ti/Sp-лазера. Линии горячей люминесценции не изменяли своего спектрального положения при изменении энергии накачивающего фотона, в то время как спектральные позиции линий неупругого рассеяния света отслеживали позицию лазера. Таким образом, величина рамановского сдвига для ILS линий оставалась постоянной.

Примеры ILS спектров в различных поляризационных конфигурациях и при разных перекосах DQW

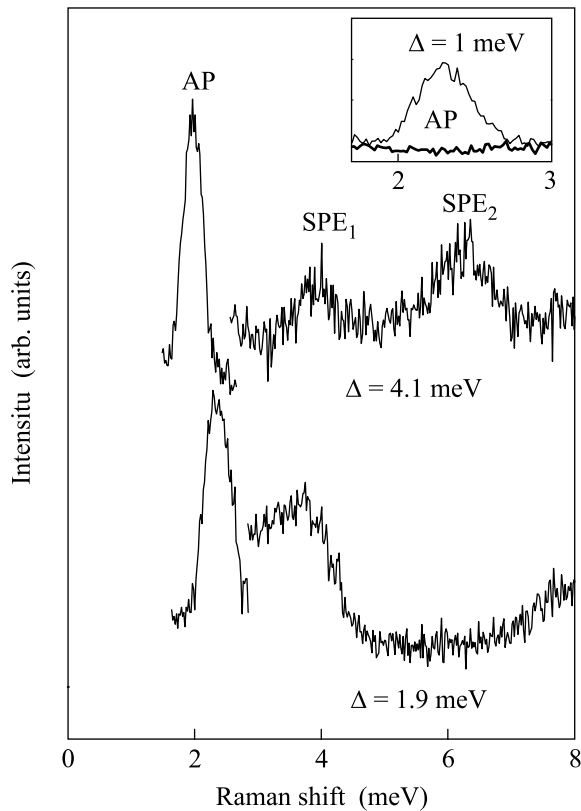


Рис.2. Спектры неполяризованного неупругого рассеяния света при фиксированном значении передаваемого импульса $k = 8.6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и двух значениях параметра перекоса $\Delta = 1.9 \text{ мэВ}$ и $\Delta = 4.1 \text{ мэВ}$. На вставке показан ILS-спектр при $k = 8.6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta = 1 \text{ мэВ}$ в двух поляризационных конфигурациях, параллельной (тонкая линия) и перпендикулярной (толстая линия)

показаны на рис.2. В спектрах присутствует одна линия, наблюдающаяся только в параллельной конфи-

гурации (AP). Энергия AP имеет линейную дисперсию. На основании дисперсионной зависимости и поляризационных измерений можно сделать вывод, что линия AP связана с акустическим плазмоном. Зависимость энергии акустического плазмона от концентрации носителей в DQW и квазиимпульса описывается следующим выражением [8]:

$$\omega_{AP}^2 = \frac{e^2 k}{2\epsilon\epsilon_0 m^*} (n_1 + n_2) \times \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} (1 - e^{-2kd})} \right], \quad (1)$$

где e – заряд электрона, k – квазиимпульс, $m^* = 0.067m_0$ – эффективная масса электронов в GaAs, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды (12.5 для GaAs), n_1 и n_2 – концентрация электронов в двух ямах, d – эффективное расстояние между ямами. Феноменологический параметр d включает в себя нелокальность волновых функций электронов в направлении роста гетероструктуры. Для структур с достаточно узкими квантовыми ямами хорошим приближением для d является расстояние между центрами ям (225 \AA в нашем случае). На рис.3 показаны экспериментальное и расчетное поведение энергии акустического плазмона от величины перекоса DQW для двух значений квазиимпульса. Наблюдаемое уменьшение энергии находится в хорошем согласии с теорией.

Помимо линии акустического плазмона в ILS спектрах присутствуют две новые спектральные особенности, не наблюдавшиеся ранее в спектрах двойных квантовых ям со слабой туннельной связью – линии SPE_1 и SPE_2 . Обе линии имеют одинаковую интенсивность в скрещенной и параллельной поляризационных конфигурациях, что позволяет связать их с одночастичными возбуждениями (энергии одночастичных возбуждений с переворотом и без переворота спина равны). Зависимости энергий SPE_1 и SPE_2 от величины перекоса DQW качественно отличаются от аналогичной зависимости для линии акустического плазмона. Если энергия акустического плазмона уменьшается с уменьшением суммарной электронной концентрации, то энергии линий SPE_1 и SPE_2 демонстрируют одинаковый линейный рост. Линейный наклон почти не зависит от концентрации электронов в DQW и величины передаваемого импульса, а абсолютное энергетическое расщепление между SPE_1 и SPE_2 растет с увеличением импульса (рис.3).

Можно заключить, что линии SPE_1 и SPE_2 связаны с одночастичными туннельными возбуждениями

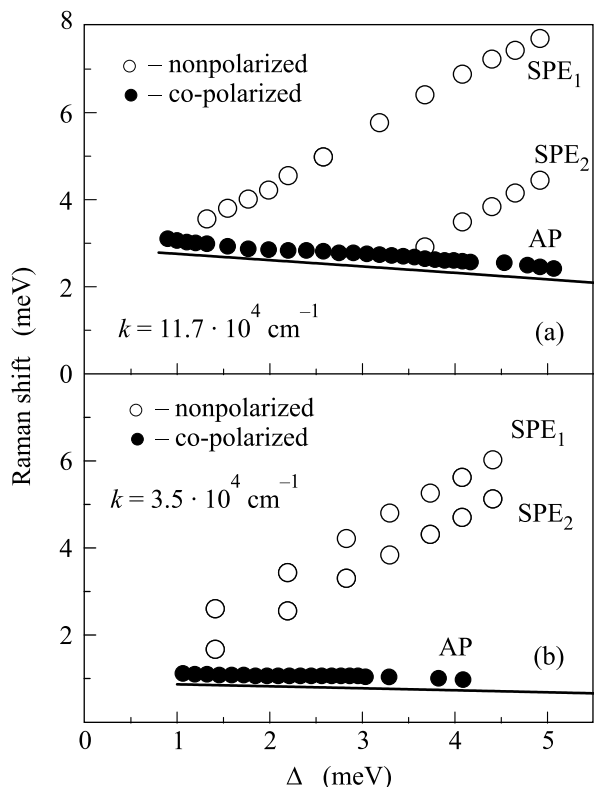


Рис. 3. Зависимость энергий линий AP и $SPE_{1,2}$ от величины перекоса DQW для двух значений передаваемого импульса $k = 3.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (b) и $11.7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (a). Черными точками показана линия AP , детектируемая только в параллельной поляризационной конфигурации, а белыми – линии детектируемые в двух конфигурациях [16]

ми с поверхности Ферми в DQW. Такие возбуждения являются следствием дополнительной степени свободы электронов – межъямного туннелирования. Рассмотрим энергетический спектр электронов в приближении эффективной массы в двух нижних размерноквантованных подзонах (рис.1b). Спектр представляет собой две параболы, раздвинутые на величину межподзонного расщепления, которое совпадает с туннельной щелью для симметричной DQW. Для каждого фиксированного значения квазиимпульса существует континуум одночастичных возбуждений с поверхности Ферми электронов нижней размерноквантованной подзоны в пустые состояния над поверхностью Ферми верхней подзоны. В случае асимметричной DQW данные возбуждения можно рассматривать как межъямные переходы. Энергии возбуждений континуума совпадают при нулевом квазиимпульсе (переходы $0 \rightarrow 1$), но различаются при ненулевых квазиимпульсах. Граничные энергии континуума достигаются для возбуждений, квазиим-

пульс которых либо параллелен, либо антипараллелен импульсу Ферми электронов в нижней размерноквантованной подзоне (переходы $0 \rightarrow 2$ и $0 \rightarrow 3$). При увеличении квазиимпульса граничные энергии изменяются разнонаправленно. В свою очередь, увеличение перекоса DQW ведет к равному увеличению граничных энергий континуума, что и наблюдается в эксперименте для линий SPE_1 и SPE_2 (рис.3). Необходимо отметить, что хотя возбуждения и образуют континуум, плотность начальных и конечных состояний для ILS резонансов с граничными энергиями выше, чем для остальной части континуума. Поэтому ILS спектр континуума состоит из двух линий с граничными энергиями и спектральной подставки между ними. Такой вид спектра туннельных одночастичных возбуждений находится в согласии с теоретическими расчетами [15].

На рис.4а показана экспериментальная зависимость энергий линий SPE_1 и SPE_2 от квазиимпульса для фиксированной величины перекоса $\Delta = 4.1 \text{ мэВ}$. Энергии линий изменяются разнонаправленно по линейному закону. Аппроксимация в $k = 0$ дает величину межподзонного расщепления $\Delta E_{12} = 5.4 \text{ мэВ}$, а наклон линейных зависимостей дает скорость Ферми электронов в первой размерноквантованной подзоне ($\sim 2.2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ в данном случае). Точность определения скорости Ферми повышается, если брать не наклон энергий линий SPE_1 и SPE_2 , а наклон разности их энергий (рис.4а). Соответственно, концентрация электронов в двух нижайших размерноквантованных подзонах, n_1 и n_2 , равна

$$n_1 = (m^* v_F)^2 / 2\pi \hbar^2, \quad (2)$$

$$n_2 = n_1 - m^* \Delta E_{12} / \pi \hbar^2. \quad (3)$$

Отличия в концентрациях электронов, измеренных двумя экспериментальными методиками, ILS и магнетоллюминесцентной, находятся в пределах экспериментальной ошибки. Однако погрешность основной характеристики туннельно-связанных DQW – параметра перекоса или разбалансировки DQW, полученного из спектров магнетоллюминесценции, может быть велика. При этом абсолютная погрешность слабо зависит от степени перекоса DQW, то есть, при малых перекосах погрешность определения Δ становится порядка самой Δ (рис.4b). Погрешность же параметра перекоса, полученного из ILS спектров (ΔE_{12}), определяется, по-существу, только величиной минимального квазиимпульса, достижимого в эксперименте. Таким образом, ΔE_{12} может быть измерена значительно более точно, чем Δ . ILS

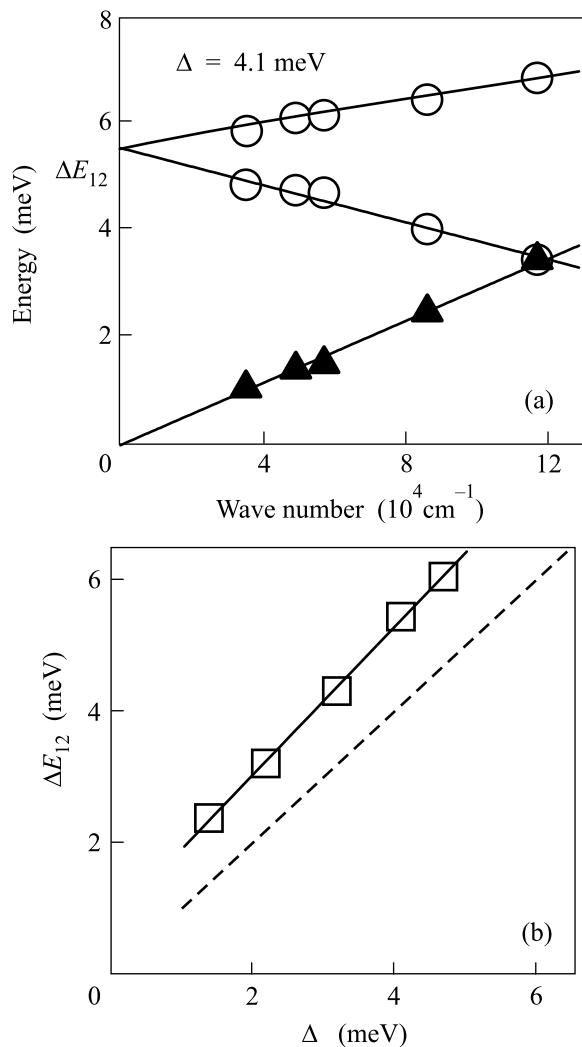


Рис.4 (а) Зависимость энергий линий $SPE_{1,2}$ от передаваемого импульса при $\Delta = 4.1 \text{ мэВ}$ (светлые точки). Черными треугольниками показана зависимость разности энергий SPE_1 и SPE_2 . Сплошными линиями показана экстраполяция зависимостей в область малых импульсов. (б) Зависимость величины параметра перекоса, измеренного с помощью ILS методики, от величины Δ , полученной из спектров магнетолуминесценции (точки). Линии проведены для удобства

методику можно эффективно использовать как для полной характеристики разбалансировки DQW (для определения энергии Ферми электронов и степени перекоса), так и в комбинации с экспериментально более простой магнетолуминесцентной методикой. В

сильно асимметричных DQW, когда Δ становится много больше кулоновских поправок в энергии оптических переходов, достаточно использовать одну магнетолуминесцентную методику.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, программы "Спинтроника" и фонда Фольксваген.

1. For a review, see, *Perspectives in Quantum Hall Effect*, Eds. S. Das Sarma and A. Pinczuk, Wiley, New York, 1997.
2. K. Moon, H. Mori, K. Yang et al., *Phys. Rev.* **B51** 5138 (1995).
3. P. M. Plazman and T. Lenosky, *Phys. Rev.* **B52**, 10327 (1995).
4. H. C. A. Oji, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 824 (1987).
5. C.-M. Hu and D. Heitmann, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1475 (2000).
6. A. Bertoni, P. Bordone, R. Brunetti et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5912 (2000).
7. S. Das Sarma and A. Madhukar, *Phys. Rev.* **B23**, 805 (1981).
8. R. Z. Vitlina and A. V. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **54**, 536 (1981).
9. D. S. Kainth, D. Richards, A. S. Bhatti et al., *Phys. Rev.* **B59** 2095 (1999).
10. S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., *Phys. Rev.* **B66**, 241308 (2002).
11. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog et al., *Phys. Rev.* **B40**, 4179 (1989).
12. S. V. Tovstonog, I. V. Kukushkin, L. V. Kulik et al., *JETP Lett.* **76**, 511 (2002).
13. I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, *Adv. Phys.* **45**, 147 (1996).
14. A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1633 (1989); G. Abstreiter, R. Merlin, and A. Pinczuk, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1771 (1986).
15. J. K. Jain and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* **B36**, 5949 (1987).
16. В области $\Delta < 1 \text{ мэВ}$ в спектре доминируют коллективные возбуждения. Экспериментальные данные и теоретическое рассмотрение этих возбуждений будет представлено в последующих публикациях.