Письма в ЖЭТФ, том 120, вып. 5, с. 354 – 358

Одноэлектронный спектр короткопериодной InAs/GaSb сверхрешетки с интерфейсной компенсацией напряжений[1)]

В. С. Кривобок[2)], *Г. Н. Ерошенко, А. В. Муратов, С. Н. Николаев, А. В. Клековкин, И. И. Минаев, К. А. Савин, Д. А. Пашкеев, А. Р. Дубовая, Ю. А. Алещенко, С. И. Ченцов*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 июня 2024 г.
После переработки 22 июля 2024 г.
Принята к публикации 1 августа 2024 г.

Впервые для диапазона температур 77–300 К экспериментально восстановлена частотная зависимость комплексного показателя преломления InAs/GaSb сверхрешетки, край фундаментального поглощения которой расположен в дальнем инфракрасном диапазоне, а пластическая релаксация подавлена интерфейсной компенсацией напряжений. Обсуждается энергетическая структура минизон сверхрешетки и ее перестройка с температурой.

DOI: 10.31857/S0370274X24090069, EDN: BXMRPX

1. Введение. Короткопериодные сверхрешетки (СР) на основе соединений A_3B_5, содержащих сурьму, являются уникальным классом систем, в которых может быть реализован разрыв зон типа IIA и IIB. Последнее десятилетие физика и технология материалов данной группы активно развивалась. В частности, для данных систем обсуждались топологически защищенные состояния [1–3], квантовый эффект Холла [4–6], бозе-эйнштейновский конденсат [7], зонная структура и дираковские фермионы характерные для двумерного металла [8, 9], а также явления, связанные с физикой поверхности и интерфейсов [10–12]. Кроме того, материалы данной группы являются одной из перспективных платформ для реализации новых подходов инфракрасной (ИК) фотосенсорики, при которых передача возбуждения в полупроводниковую часть детектора осуществляется через фотонно-кристаллический резонатор [13, 14]. В последнем случае, для управления как спектром поверхностных плазмон-поляритонов так и процессами передачи возбуждения через ближние поля, необходима исчерпывающая информация о частотной зависимости комплексной диэлектрической функции, а также ее взаимосвязи с электронным спектром СР. Данная проблема дополнительно осложняется тем, что в реальных СР используются довольно сложные приемы для компенсации напряжений несоответствия. Ярким примером является известная система InAs/GaSb, в которой для получения значительного количества периодов необходимо использование ультратонких интерфейсных слоев InSb или InAsSb, позволяющих скомпенсировать возникающие в InAs сжимающие напряжения [15]. В то же время, очевидно, что использование подобных интерфейсных слоев приводит к изменению граничных условий и довольно сложной перестройке электронного спектра. Несмотря на наличие сообщений об успешном получении СР, в том числе с ультратонкими переходными слоями In(As)Sb [16], последовательный экспериментальный анализ комплексной диэлектрической функции проводился лишь в одной работе для InAs/GaSb СР с краем поглощения в среднем ИК диапазоне [17]. Следует отметить, что для данных исследований недостаточно стандартных измерений спектров фотопроводимости, которые позволяют лишь грубо оценить одноэлектронный спектр из-за отсутствия прямой взаимосвязи между спектром фотоотклика и комбинированной плотностью состояний СР [18].

В данной работе впервые экспериментально получена частотная зависимость комплексного показателя преломления InAs/GaSb СР, край фундаментального поглощения которой расположен в дальнем ИК диапазоне, а пластическая релаксация подавлена интерфейсной компенсацией напряжений. Полученные экспериментальные данные, позволившие восстановить структуру минизон и оценить ее перестройку в диапазоне температур 77–300 K, важны для установления взаимосвязи между реальными интерфейсами в СР и свойствами электронной подсистемы.

2. Рост и структурные свойства. Гетероструктура с InAs/GaSb СР, содержащей 100 периодов,

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]e-mail: kolob7040@gmail.com

была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Compact-21T фирмы Riber с использованием полуизолирующей подложки GaSb (100). Количество периодов было выбрано исходя из удобства проведения спектроскопических исследований, см. далее. Толщина слоя InAs составляла 5 нм, толщина слоя GaSb – 2.5 нм. Чтобы избежать влияния несвязанных носителей, использовалась подложка с удельным сопротивлением ~ 0.1 Ом $\cdot$ см, дополнительно легированная теллуром до концентрации носителей p-типа $\sim 1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Компенсация упругих напряжений, возникающая вследствие рассогласования решеток InAs и GaSb, достигалась внедрением промежуточных слоев In(As)Sb. Соответствующая технологическая процедура подробно описана в работе [19]. Наличие компенсации упругих напряжений было подтверждено ростом СР, содержащих до 300 периодов, см. раздел 1 дополнительных материалов.

Качество поверхности, структурное совершенство и параметры слоев выращенной СР были подтверждены с помощью рентгеноструктурного анализа, атомно-силовой и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). В частности, рис. 1a, b иллюстрирует снимки ПЭМ, на которых видна как общая структура СР, так и строение отдельных слоев с атомарным разрешением. Как видно из рис. 1b, данные, полученные с помощью ПЭМ, подтверждают соответствие толщин слоев требуемым значениям. В свою очередь, красная кривая на рис. 1c иллюстрирует рентгеновскую кривую качания полученной СР, записанную вблизи рефлекса (004). На данной кривой хорошо видны сателлитные пики (29.8° и 31.2°), возникающие за счет периодичности СР. Аппроксимация экспериментальных данных (черная кривая) также позволяет подтвердить номинально заложенные толщины слоев InAs и GaSb.

3. Спектроскопия. Спектры отражения и пропускания полученной СР измерялись в диапазоне 50–10000 см$^{-1}$. Исследование оптических свойств СР проводилось при температурах 77 и 300 K с использованием Фурье спектрометра Bruker IFS-125HR, оборудованным криостатом Konti Spectro A. Измерения проводились в трех диапазонах с соответствующими комбинациями источника, светоделителя, окон криостата и детектора. На первом этапе измерялись спектры пропускания/отражения подложки (рис. 2a). На втором этапе аналогичные измерения проводились для подложки с выращенной на ней СР (рис. 2b). Как следует из рис. 2a, коротковолновая граница спектра пропускания подложки определяется краем фундаментального поглощения GaSb, расположенным в

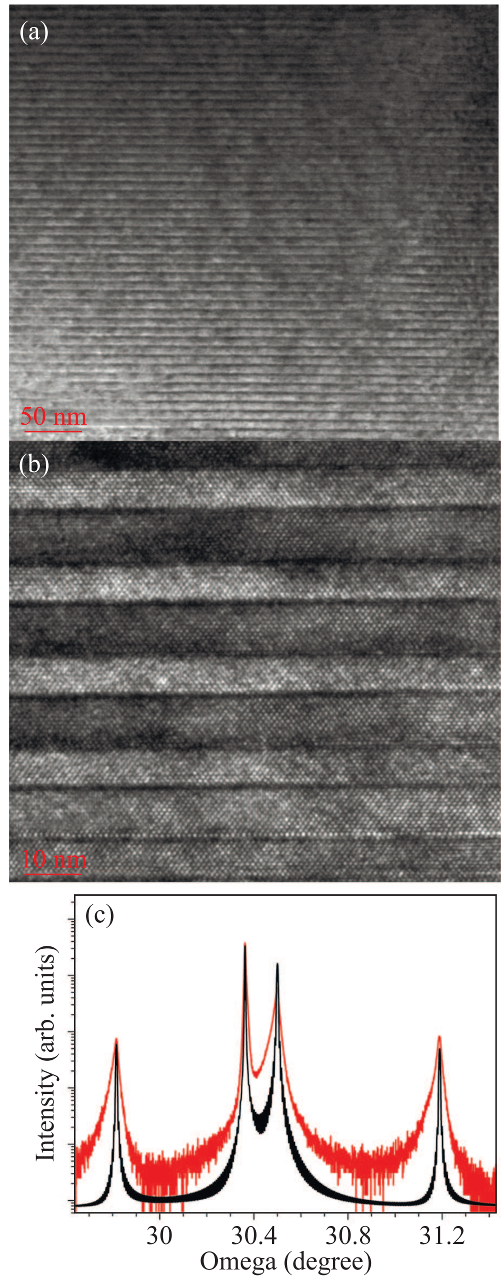

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Обзорный снимок ПЭМ СР. (b) – Снимок ПЭМ фрагмента СР с атомарным разрешением. (c) – Экспериментально измеренная (красная кривая) и рассчитанная, с использованием номинально заложенных параметров (черная кривая), рентгеновские кривые качания гетероструктуры

районе 6454 см$^{-1}$ при температуре 77 K и смещающимся к 5865 см$^{-1}$ при температуре 300 K. Длинноволновая граница спектра пропускания определяется примесными переходами, связанными с примесью теллура. В свою очередь спектр отражения подложки определяется выраженным фононным резонансом в районе 230 см$^{-1}$ и ступенькой вблизи края поглощения. Влияние свободных носителей на оптические свойства подложки несущественно ввиду их низкой концентрации, что, в частности, подтверждается отсутствием заметного роста отражения в области низких частот. Совместный анализ спектров поглощения и отражения позволяет восстановить комплексный показатель преломления подложки в диапазоне $\sim$500–6000 см$^{-1}$, см. дополнительные материалы.

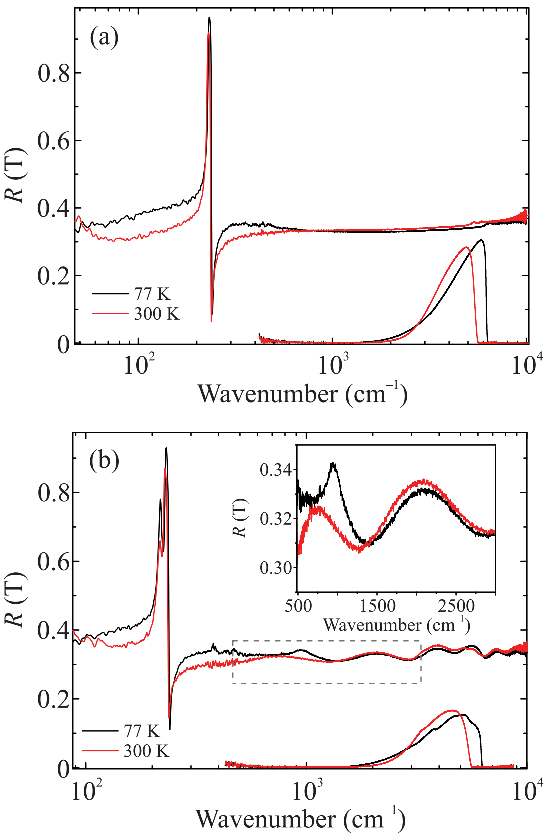

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Спектры отражения (верхние кривые) и пропускания (нижние кривые) для GaSb подложки полученные при температуре 77 K (красная кривая) и 300 K (черная кривая). (b) – Спектры отражения/пропускания подложки с гетероструктурой. На вставке показана область соответствующая краю поглощения СР

Как видно из рис. 2b, спектры отражения/пропускания подложки с гетероструктурой имеют более сложную структуру, которая определяется интерференцией света в слое СР и появлением связанных с минизонами дополнительных резонансов. Отметим, что дополнительный резонанс, связанный с оптическими фононами СР, также хорошо виден в районе 220 см$^{-1}$. Наиболее низкочастотная, не относящаяся к фононам, особенность появляется в диапазоне 500–2000 см$^{-1}$, см. вставку рис. 2b. Если предположить, что данная особенность определяется только интерференцией в слое СР, то необходимо допустить, что последняя имеет показатель преломления $n \sim \lambda/2d \sim 6$, где λ – длина волны, $d = 750$ нм – толщина СР. Типичные значения показателя преломления СР InAs/GaSb обычно не превышают 3.8 [17], поэтому $n \sim 6$ является не физичной величиной. Таким образом, особенность в районе 1000 см$^{-1}$ является прямым следствием дисперсии показателя преломления СР.

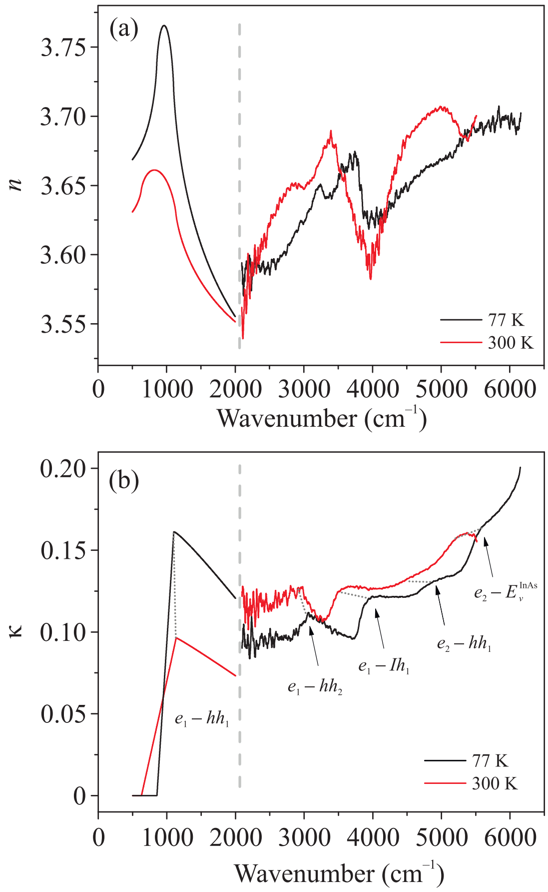

Рис. 3. (Цветной онлайн) Частотные зависимости n (a) и κ (b) при температурах 77 K (черная кривая) и 300 K (красная кривая). В диапазоне 500–2000 см$^{-1}$ метод оценки отличался

Известный комплексный показатель преломления подложки и наличие спектров пропускания/отражения СР на подложке позволяют расчитать комплексный показатель преломления $N = n + i\kappa$ и диэлектрическую функцию (ϵ) СР в диапазоне 2000–6000 см$^{-1}$. Результаты расчетов N для двух температур представлены на рис. 3, процедура расчета описана в разделах 2–3 дополнительных материалов. В диапазоне 500–2000 см$^{-1}$ измерения пропускания недоступны, поэтому для оценки N нами использовался другой, более грубый подход, основанный на подгонке экспериментальных данных пробными функциями, удовлетворяющими соотношениям Крамерса–Кронига, см. раздел 3 дополнительных материалов. Результаты данных расчетов для двух температур показаны в левой части рис. 3. Они позволяют определить положение края фундаментального поглощения СР.

Для интерпретации особенностей, наблюдаемых в частотной зависимости комплексного показателя преломления, нами использовались стандартные расчеты одноэлектронного спектра СР с граничными условиями Бастарда, см. раздел 4 дополнительных материалов. Отметим, что ввиду сравнительно малых изменений $n(\omega)$ спектральные особенности, наблюдаемые для $\kappa(\omega)$, отражают частотную зависимость мнимой части диэлектрической функции $\mathrm{Im}[\epsilon(\omega)] = 2\kappa(\omega)n(\omega)$, см. раздел 3 дополнительных материалов. Расчитанная структура минизон СР в зависимости от ее периода показана на рис. 4, данные о спектральном положении переходов также систематизированы в разделе 5 дополнительных материалов.

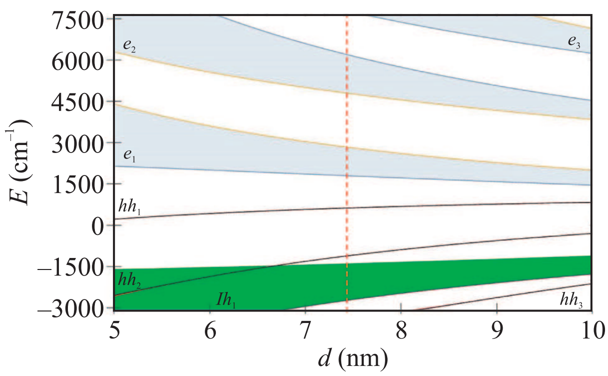

Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанные минизоны СР для соотношения тощин слоев InAs и GaSb равным 2 в зависимости от периода. Красный пунктир соответствует периоду СР 7.5 нм

В случае СР II-го рода электроны и дырки преимущественно локализованы в различных слоях, что приводит к слабому перекрытию волновых функций и, как следствие, определяет сравнительно слабое поглощение $\mathrm{Im}[N(\omega)] \sim 0.1{-}0.15$ [17]. Тем не менее следует ожидать по крайней мере двух типов переходов, для которых данное правило должно ослабляться. Во-первых, это касается перехода между нижней электронной (e_1) подзоной СР и валентной зоной слоя InAs ($\mathrm{E}_v^{\mathrm{InAs}}$). Для данного перехода электрон и дырка оказываются локализованными в пределах одного слоя. Во-вторых, волновая функция легкой дырки, подзона (lh_1) которой расположена вблизи потолка валентной зоны InAs, сравнительно слабо затухает в InAs барьере, поэтому матричный элемент перехода $e_1{-}lh_1$ должен возрастать. Обозначенные тенденции согласуются с представленными на рис. 3 экспериментальными данными, что качественно подтверждает сделанную интерпретацию переходов.

Из представленных экспериментальных данных следует, что используемые kp расчеты с граничными условиями Бастарда позволяют адекватно оценить положение высокочастотных переходов, но несколько завышают положение края поглощения формируемого e_1 и hh_1 минизонами. Также, относительно неожиданным результатом является существенное изменение $N(\omega)$ вблизи края поглощения СР, что качественно отличается от результатов работы [17]. Мы полагаем, что именно эти особенности являются проявлением интерфейсных слоев InSb, которые формируют притягивающий потенциал для дырок. Данный потенциал, наиболее существенный для тяжелых дырок, приводит к увеличению плотности их вероятности на границах слоев InAs, увеличивая тем самым как матричный элемент $e_1{-}hh_1$ перехода так и роль экситонных эффектов для соотвествующих минизон. Также, он, очевидно, способствует сдвигу hh_1 минизоны вверх по энергии и, как следствие, уменьшению ширины запрещенной зоны. Тем не менее, для надежного подтверждения сделанной интерпретации необходимы более строгие kp расчеты.

Отдельный интерес представляет низкочастотный сдвиг переходов с увеличением температуры от 77 до 300 K. Этот сдвиг определяется как температурной зависимостью ширин запрещенной зоны InAs и GaSb, так и возможным изменением скачка потенциала на интерфейсах. С одной стороны, из полученных данных следует, что сдвиг высоколежащих переходов сопостовим по порядку велечины с изменением ширин запрещенной зоны InAs и GaSb в диапазоне температур 77–300 K. С другой стороны, для переходов $e_1{-}hh_1$ и $e_1{-}hh_2$ наблюдаются сравнительно небольшие энергетические сдвиги. В совокупности два данных наблюдения указывают на то, что в СР с компенсацией напряжений сдвиг потолка валентной зоны GaSb по отношению ко дну зоны проводимости InSb слабо меняется с температурой.

4. Заключение. Таким образом, при помощи молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaSb (100) выращены короткопериодные СР InAs/GaSb. За счет внедрения интерфейсных слоев In(As)Sb в СР реализована компенсация напряжений, вызванных различием постоянных решеток у InAs и GaSb. Структурное совершенство полученных СР подтверждено измерениями рентгеновских кривых качания и анализом изображений, полученных с помощью ПЭМ.

Проведенные измерения пропускания и отражения при комнатной и азотной (77 K) температурах, позволили впервые восстановить комплексный показатель преломления СР и установить его взаимосвязь с энергетической структурой минизон. На основе стандартных расчетов в рамках kp метода отождествлены спектральные особенности, связанные с переходами в первую минизону электронов из первой, второй минизон тяжелых дырок, минизоны легких дырок, валентной зоны слоев InAs и из первой минизоны тяжелых дырок во вторую минизону электронов. Показано, что при увеличении температуры от азотной до комнатной, происходит заметный низкочастотный сдвиг на 400–440 $см^{-1}$ переходов с участием высоколежащих минизон, в то время как край поглощения СР смещается слабо. Наряду с количественными данными о комплексном показателе преломления полученные результаты важны для установления взаимосвязи между реальными интерфейсами в СР и свойствами их электронной подсистемы.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Грант # 119-79-30086). Измерения выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. P. C. Klipstein, SPIE OPTO: Proceedings Volume 10111, Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics **XIV**, 101111C (2017).
2. L. Du, X. Li, W. Lou, G. Sullivan, K. Chang, J. Kono, and R.-R. Du, Nat. Commun. **8**, 1971 (2017).
3. S. Yang, D. Dardzinski, A. Hwang, D.I. Pikulin, G.W. Winkler, and N. Marom, Physical Review Materials **5**, 084204 (2021).
4. C. Liu, T.L. Hughes, X.-L. Qi, K. Wang, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **100**, 236601 (2008).
5. D.-H. Xu, J.-H. Gao, C.-X. Liu, J.-H. Sun, F.-C. Zhang, and Y. Zhou, Phys. Rev. B **89**, 195104 (2014).
6. C. Avogadri, S. Gebert, S.S. Krishtopenkoet et al. (Collaboration), Physical Review Research **4**, L042042 (2022).
7. Y. Naveh and B. Laikhtman, Phys. Rev. Lett. **77**, 900 (1996).
8. С. С. Криштопенко, С. Руффенах, Ф. Гон7залез-Посада, К. Консежо, В. Десра, Б. Жуо, В. Кнап, М. А. Фадеев, А. М. Кадыков, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, Г. Буасье, Э. Турнье, В. И. Гавриленко, Ф. Тепп, Письма в ЖЭТФ **109**, 91 (2019)
9. С. Руффенах, С. С. Криштопенко, Л. С. Бовкуни и др., Письма в ЖЭТФ **106**, 696 (2017).
10. S. Lee, H. J. Jo, S. Mathews, J. A. Simon, T. J. Ronningen, S. H. Kodati, D. R. Fink, J. S. Kim, M. Winslow, C. H. Grein, A. H. Jones, J. C. Campbell, and S. Krishna, Appl. Phys. Lett. **115**, 211601 (2019).
11. D. Alshahrani, M. Kesaria, J. J. Jiménez, D. Kwan, V. Srivastava, M. Delmas, F. M. Morales, B. Liang, and D. Huffaker, ACS Appl. Mater. Interfaces **15**, 8624 (2023).
12. R. Batabyal, S. Zelzer, A. P. Romagosa, D. Dardzinski, F. Corsetti, N. Marom, and P.Krogstrup, Physical Review Materials **7**, 066201 (2023)
13. J. Jeon, Y. Seo, V. M. More, H. Kim, J. S. Kim, Y. Kim, and S. J. Lee, Appl. Phys. Lett. **18**, 100221 (2022).
14. P. Petluru, A. J. Muhowski, A. Kamboj, N. C. Mansfield, M. Bergthold, E. A. Shaner, J. F. Klem, and D. Wasserman, Appl. Phys. Lett. **22**, 021101 (2023)
15. A. Jasik, I. Sankowska, J. Ratajczak, A. Wawro, D. Smoczyński, K. Czuba, and M. Wzorek, Current Applied Physics **19**, 120 (2019).
16. P. Mishra, R. K. Pandey, S. Kumari, A. Pandey, S. Dalal, R. Sankarasubramanian, S. Channagiri, S. K. Jangir, R. Raman, T. Srinivasan, and D. V. S. Rao, J. Alloys Compd. **889**, 161692 (2021).
17. E. Steveler, M. Verdun, B. Portier, P. Chevalier, C. Dupuis, N. Bardou, J.-B. Rodriguez, R. Haidar, F. Pardo, and J.-L. Pelouard, Appl. Phys. Lett. **105**, 141103 (2014).
18. N. Gautam, A. Barve, and S. Krishna, Appl. Phys. Lett. **101**, 221119 (2012).
19. В. С. Кривобок, Д. А. Пашкеев, А. В. Клековкин, И. И. Минаев, К. А. Савин, Г. Н. Ерошенко, А. Е. Гончаров, С. Н. Николаев, Краткие сообщения по физике ФИАН **9**, 51 (2023).