

Электролюминесценция поляритонных состояний в квантовых ямах HgTe

© Ю.Б. Васильев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
E-mail: yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 5 мая 2026 г.
В окончательной редакции 27 июня 2026 г.
Принята к публикации 13 июля 2026 г.

Рассматривается механизм электролюминесценции, основанный на возбуждении двумерных плазмонов в процессе неупругого межзонного туннелирования электронов во внешнем электрическом поле. Для интерпретации спектров электролюминесценции в квантовых ямах HgTe/CdHgTe используется модель сильной связи между двумерным плазмоном и межзонным переходом, приводящей к формированию плазмон-поляритонов.

Ключевые слова: поляритон, электролюминесценция, квантовая яма HgTe/CdHgTe.

DOI: 10.61011/FTP.2026.07.63948.9823

1. Введение

Интерес к исследованию поляритонов в твердых телах обусловлен перспективами создания компактных излучателей и приемников терагерцового диапазона [1]. Наряду с традиционными оптическими методами в последние годы для возбуждения терагерцового и инфракрасного излучений активно используется электрическая накачка [2–5]. В частности, сообщалось об исследовании терагерцового излучения, возникающего в полупроводниковых структурах при возбуждении плазмонов продольным электрическим полем [6–9]. В узкощелевых материалах особый интерес представляют плазмонные туннельные структуры, в которых возбуждение поляритонов происходит за счет неупругого туннелирования [10]. Практически все исследования поляритонов в туннельных структурах выполняются на графене, инкапсулированном hBN, в которых тонкий слой изолятора hBN выполняет роль туннельного перехода [11–13].

Наряду с графеном линейным законом дисперсии могут обладать квантовые ямы HgTe/CdHgTe [14]. Изменение ширины квантовой ямы приводит к переходу от нормальной зонной структуры к инвертированной, как показано на рис. 1. Вблизи критической толщины ~ 6.5 нм спектр становится близким к линейному. Была предложена схема, объясняющая возникновение электролюминесценции за счет формирования поляритонов при неупругом межзонном туннелировании в узкозонных квантовых ямах [15]. В настоящей работе данная модель используется для объяснения природы инфракрасного излучения в структурах HgTe/CdHgTe при электрической накачке.

2. Результаты и обсуждение

В работе [4] было зарегистрировано излучение из квантовых ям HgTe/CdHgTe при приложении электри-

ческого поля вдоль плоскости образцов. Инфракрасное излучение в диапазоне энергий 40–70 мэВ наблюдалось в образцах с шириной квантовых ям в интервале 6.5–7 нм. Излучение появлялось при приложении напряжения к образцу, превышающего пороговое значение, равное ~ 350 В. Излучение регистрировалось только из боковой грани образца и отсутствовало в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы. Излучение объяснялось оптическими переходами между уровнями размерного квантования в валентной зоне и зоне проводимости. Однако такое объяснение оказывается неприменимо для образца с шириной квантовой ямы 7 нм из-за несоответствия измеренной энергии излучения и теоретически рассчитанной. Спектр излучения данного образца представлен на рис. 2. Широкая линия излуче-

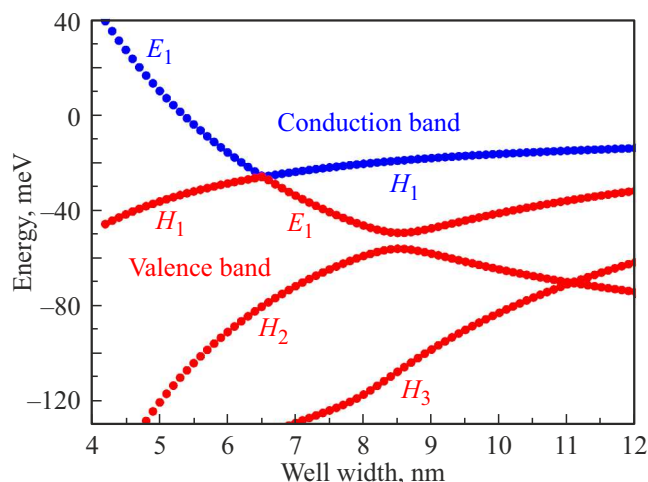


Рис. 1. Рассчитанные значения энергии уровней размерного квантования в зависимости от ширины квантовой ямы HgTe/CdHgTe [3]. Видно, что для квантовых ям шириной 6.5 нм запрещенная зона становится равной нулю.

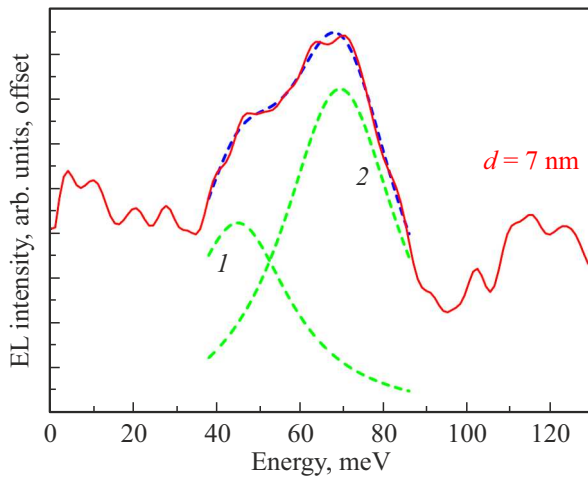


Рис. 2. Спектр излучения образца с квантовой ямой шириной 7 нм (сплошная линия) [4]. Подгонка спектров с помощью двух лоренцианов (штриховые линии). Видны два пика с энергией 45 и 69 мэВ.

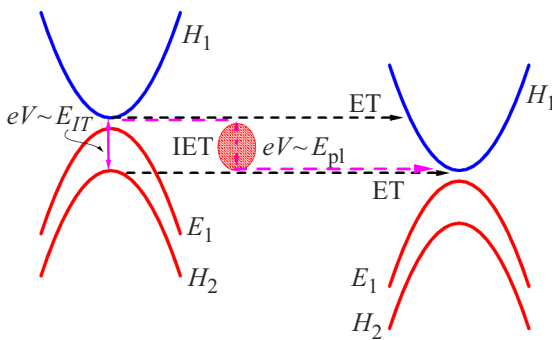


Рис. 3. Схематическое изображение процесса неупругого туннелирования с возбуждением плазмонов, который изображен ломаной пунктирной линией. Прямые горизонтальные линии соответствуют упругому туннелированию.

ния хорошо аппроксимируется суммой двух лоренцевых контуров. Нижний энергетический пик расположен на ~ 12 мэВ ниже энергии 57 мэВ, а верхний — на такую же величину выше. Такое симметричное расщепление позволяет предположить гибридизацию двух мод, одна из которых соответствует межзонному переходу с энергией ~ 57 мэВ. Как видно из рис. 1, данная энергия хорошо совпадает с рассчитанной энергией межзонного перехода между уровнями E_1 и H_2 . Другая мода, как это обсуждается далее, объясняется плазменными колебаниями двумерного электронного газа. Наблюдаемые спектральные линии можно связать с верхней и нижней ветвями поляритона, возникающего вследствие гибридизации между плазмоном и межзонным переходом $E_1 - H_2$ [15].

Появление плазмонов в такой системе можно качественно объяснить с помощью схемы энергетических зон, приведенной на рис. 3. В сильном продольном электрическом поле создаются условия для межзонного

пробоя и появления неравновесных разогретых носителей заряда. Помимо упругих межзонных переходов становятся возможными процессы неупругого туннелирования, сопровождающиеся испусканием плазмонов. Аналогичный механизм ранее обсуждался для плазмонных туннельных переходов на основе графена [10]. Учитывая сходство зонной структуры графена и бесщелевых квантовых ям HgTe/CdHgTe и предполагая реализацию аналогичных механизмов туннелирования, можно предложить следующую модель формирования поляритонов. При приложении продольного электрического поля в плоскости квантовой ямы происходит наклон зон, приводящий к межзонному туннелированию электронов из валентной зоны в зону проводимости. В режиме упругого туннелирования электрон сохраняет энергию, что изображается горизонтальными линиями на рис. 3. Однако при достаточно сильном кулоновском взаимодействии возможны неупругие процессы, в которых часть энергии туннелирующего электрона передается коллективным возбуждениям электронной системы. На рис. 3 неупругому процессу соответствует ломаная линия. Энергия плазмона E_{pl} , возбуждаемого при неупругом туннелировании, определяется величиной приложенного напряжения. Ключевым элементом предлагаемой модели является гибридизация плазмонных мод с межзонными переходами. При превышении определенного значения напряжения смещения могут выполняться условия равенства между энергией плазмона E_{pl} и энергией межзонного перехода $E_1 - H_2$. В этом режиме система переходит в состояние сильной связи, при котором плазменная и межзонная моды больше не могут рассматриваться как независимые возбуждения. В результате формируются смешанные состояния плазмонов и электромагнитной волны — поляритоны.

Сильная связь между двумерным плазмоном и межзонным переходом в квантовой яме HgTe/CdHgTe может быть описана в рамках классической модели двух связанных гармонических осцилляторов. Один осциллятор соответствует дипольной моде плазмона, второй — дипольной моде оптического межзонного перехода (IT). В данной модели энергии верхней и нижней поляритонных ветвей определяются выражением

$$\hbar\omega_{\pm} = \frac{\hbar}{2} \left(\omega_{IT} + \omega_P \pm \sqrt{\Omega_R^2 + (\omega_{IT} - \omega_P)^2} \right). \quad (1)$$

Здесь ω_{IT} — частота межзонного перехода, ω_P — частота плазмона, ω_R — частота Раби.

Спектральные положения нижней и верхней поляритонных ветвей, рассчитанные по формуле (1), в зависимости от энергии плазмона показаны на рис. 4. Минимальное расщепление между поляритонными ветвями достигается, когда энергии плазмона и межзонного перехода совпадают, и равно энергии Раби, составляющей 19.5 мэВ. Полученная величина энергии Раби, характеризующая силу связи между плазменной и межзонной модами, сопоставима как с энергетическим расстоянием между двумя наблюдаемыми спектральными максимумами (~ 24 мэВ), так и с шириной соответствующих

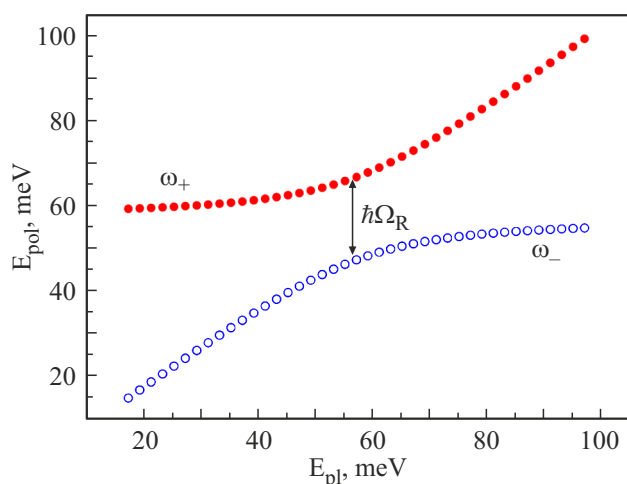


Рис. 4. Энергия двух поляритонных ветвей в зависимости от энергии плазмона.

резонансных линий (~ 15 мэВ). Это свидетельствует о существенном влиянии диссипативных процессов и необходимости их учета при количественном анализе. Такие исследования и дальнейшее развитие предложенной модели планируются и будут предметом последующих публикаций.

3. Заключение

Предлагаемый механизм формирования плазмон-поляритонов позволяет последовательно объяснить совокупность наблюдаемых экспериментальных особенностей ИК излучения в квантовых ямах HgTe/CdHgTe шириной 7 нм, которые трудно интерпретировать в рамках традиционных моделей, основанных на межподзонных переходах или переходах между примесными уровнями. Излучение является результатом оптических переходов между поляритонными состояниями. Классическая модель гармонических осцилляторов адекватно описывает энергии верхней и нижней ветвей поляритонов и позволяет определить величину расщепления Раби, равную 19.5 мэВ. Полученные результаты представляют интерес для дальнейшего исследования механизмов реализации плазмонного лазерного излучения в квантовых ямах HgTe/CdHgTe [16,17].

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] D.N. Basov, A. Asenjo-Garcia, P.J. Schuck, X. Zhu, A. Rubio, A. Cavalleri, M. Delor, M.M. Fogler, M. Liu. *Nanophotonics*, **14** (23), 3723 (2025). DOI: 10.1515/nanoph-2025-0001

[2] M. Roberts, Y.C. Chung, S. Lyapin, N.J. Mason, R.J. Nicholas, P.C. Klipstein. *Phys. Rev. B*, **65** (23), 235326 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.65.235326

[3] Ю.Б. Васильев, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Васильева, Ю.Л. Иванов, А.О. Захарьин, А.В. Андрианов, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, М.Н. Григорьев, А.В. Антонов, А.В. Иконников, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **50** (7), 932 (2016). [Y.B. Vasilyev, N.N. Mikhailov, G.Y. Vasilyeva, Y.L. Ivanov, A.O. Zakhar'in, A.V. Andrianov, L.E. Vorobiev, D.A. Firsov, M.N. Grigoriev, A.V. Antonov, A.V. Ikonnikov, V.I. Gavrilenko. *Semiconductors*, **50** (7), 915 (2016). DOI: 10.1134/S1063782616070253]

[4] Yu.B. Vasilyev, N.N. Mikhailov, A.V. Antonov, A.V. Ikonnikov, V.I. Gavrilenko. *46th Int. Conf. on infrared, millimeter and terahertz waves (IRMMW-THz)*, IRMMWTHz:pp. 1-1, IEEE, Chengdu, China, 29 Aug. Sept. 3, 2021. DOI: 10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567338

[5] В.В. Уточкин, В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, А.А. Разова, К.А. Мажукина, А.А. Янцер, В.И. Гавриленко, С.А. Краев, Е.А. Архипова, А.В. Окомельков, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов. *Письма ЖТФ*, **52** (5), 9 (2026). DOI: 10.61011/PJTf.2026.05.62329.20508

[6] T.V. Shubina, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, V.N. Jmerik, I.P. Soshnikov, T.A. Komissarova, A.A. Usikova, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, V.A. Shalygin, A.N. Sofronov, D.A. Firsov, L.E. Vorob'ev, N.A. Gippius, J. Leymarie, X. Wang, A. Yoshikawa. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (18), 183106 (2010). DOI: 10.1063/1.3425897

[7] V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov. *J. Appl. Phys.*, **109** (7), 073108 (2011). DOI: 10.1063/1.3573489

[8] V.A. Shalygin, M.D. Moldavskaya, M.Y. Vinnichenko, K.V. Maremyanin, A.A. Artemyev, V.Y. Panevin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.V. Korotyeyev, A.V. Sakharov, E.E. Zavarin, D.S. Arteev, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, S. Suihkonen, C. Kauppinen. *J. Appl. Phys.*, **126** (18), 183104 (2019). DOI: 10.1063/1.5118771

[9] V.A. Shalygin, M.D. Moldavskaya, V.Y. Panevin, A.I. Galimov, G.A. Melentev, A.A. Artemyev, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, G.V. Klimko, A.A. Usikova, T.A. Komissarova, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **31** (10), 105002 (2019). DOI: 10.1088/1361-648X/aafada

[10] J. Tang, Q. Guo, Y. Wu, J. Ge, S. Zhang, H. Xu. *ACS Nano*, **18** (4), 2541 (2024). DOI: 10.1021/acsnano.3c08628

[11] Z. Wang, V. Kalathingal, M. Trushin, J. Liu, J. Wang, Y. Guo, B. Içyilmaz, C.A. Nijhuis, G. Eda. *Nature Nanotechnol.*, **19** (7), 993 (2024). DOI: 10.1038/s41565-024-01650-0/

[12] L. Abou-Hamdan, A. Schmitt, R. Bretel, S. Rossetti, M. Tharrault, D. Mele, A. Pierret, M. Rosticher, T. Taniguchi, K. Watanabe, C. Maestre, C. Journet, B. Toury, V. Garnier, P. Steyer, J.H. Edgar, E. Janzen, J.-M. Berroir, G. Fève, G. Menard, B. Placais, C. Voisin, J.-P. Hugonin, E. Bailly, B. Vest, J.-J. Greffet, P. Bouchon, Y. De Wilde, E. Baudin. *Nature*, **639** (8056), 909 (2025). DOI: 10.1038/s41586-025-08627-6

[13] Q. Guo, I. Esin, C. Li, C. Chen, G. Han, S. Liu, J.H. Edgar, S. Zhou, E. Demler, G. Refael, F. Xia. *Nature*, **639** (8056), 915 (2025). DOI: 10.1038/s41586-025-08686-9

[14] J. Ludwig, Y.B. Vasilyev, N.N. Mikhailov, J.M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafek, D. Smirnov. *Phys. Rev. B*, **89** (24), 241406 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.89.241406

- [15] Yu.B. Vasilyev. *22th Int. Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation*, CSCPIER (Moscow, Russia, Apr. 6–10, 2026) p. 93.
- [16] K. Kapralov, G. Alymov, D. Svintsov, and A. Dubinov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **32** (6), 065301 (2020).
DOI: 10.1088/1361-648X/ab4f33
- [17] V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, F. Teppe. *J. Optics*, **23** (11), 11501 (2021).
DOI: 10.1088/2040-8986/ac253d

Редактор Г.А. Оганесян

Electroluminescence of polariton states in HgTe quantum wells

Yu.B. Vasilyev

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract An electroluminescence mechanism based on the excitation of two-dimensional plasmons during inelastic interband electron tunneling in an external electric field is considered. To interpret the electroluminescence spectra in HgTe/CdHgTe quantum wells, we use a model of strong coupling between the two-dimensional plasmon and the interband transition, leading to the formation of plasmon-polaritons. The Rabi energy corresponding to the splitting between the upper and lower polariton branches is determined.