

Эффект резонансного фотонного увлечения дипольных экситонов

М. В. Боев^{1*}, В. М. Ковалев^{1*1)}, И. Г. Савенко^{1*}¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия^{*} Новосибирский Государственный Университет, 630090 Новосибирск, Россия[×] Center for Theoretical Physics of Complex Systems, Institute for Basic Science, 34126 Daejeon, Republic of Korea

Поступила в редакцию 17 апреля 2018 г.

Представлена теория эффекта фотонного увлечения дипольных экситонов в наноструктурах с двойными квантовыми ямами. Показано, что плотность потока увлечения экситонов имеет резонансное поведение в случае, если частота фотона близка к энергии перехода между уровнями дискретного спектра экситона. При облучении структуры поляризованным светом резонансное усиление тока увлечения происходит при совпадении энергии фотона с энергией возбужденного энергетического уровня внутреннего движения экситона, причем проекции углового момента внутреннего движения начального и конечного состояний должны отличаться на единицу. Предложенный эффект может быть использован для управления транспортом экситонов в наноструктурах на основе двумерного экситонного газа.

DOI: 10.7868/S0370274X18120019

Введение. Эффект фотонного увлечения (ЭФУ), также называемый светозлектрическим эффектом, заключается в возникновении потока носителей заряда, обусловленного передачей импульса фотона электронам (дыркам) в твердом теле. Ток носителей заряда, обусловленный ЭФУ, пропорционален интенсивности световой волны, а его направление определяется импульсом фотона (для двумерных систем – проекцией импульса фотона на плоскость структуры). В последнее время основной мотивацией, стимулирующей изучение нелинейных оптических и транспортных эффектов, послужило открытие ряда новых двумерных (2Д) систем, таких как графен [1] или дихалькогениды переходных металлов [2]. Эти материалы открывают новые возможности для нелинейной оптоэлектроники.

Помимо фундаментальной важности, ЭФУ широко применяется в измерении спектра и времен релаксации носителей заряда в полупроводниках и металлах. Более того, изучение низкоразмерных систем с активной областью из двойных квантовых ям способствует созданию приборов, ключевым ингредиентом которых является двумерный экситонный газ [3]. В качестве примера приведем транзистор на основе двумерного газа дипольных экситонов [4–6]. Ввиду активного развития оптоэлектронных технологий, экситонные газы находятся в фокусе исследований. Транспорт экситонов в низкоразмерных структурах осуществляется акустическими

волнами [7–10], движущимися решетками, созданными электростатическим потенциалом, и т.п. Отдельным вопросом является возможность управления током экситонов посредством электромагнитного излучения. В настоящем письме мы предлагаем один из способов создания тока экситонов посредством ЭФУ.

Дипольные (непрямые) экситоны в двойных квантовых ямах являются нейтральными по своей природе возбуждениями. Тем не менее, они обладают встроенным дипольным моментом (см. рис. 1), что позволяет управлять их движением посредством электрического поля. Действительно, энергия непрямого экситона в поле F_z , созданном приложенным к затвору напряжением и направленном перпендикулярно слоям двойной квантовой ямы, равна $\delta E = -eaF_z$, где a – расстояние между слоями квантовых ям (см. рис. 1а). Это позволяет контролировать профиль потенциала, $\delta E(x, y) = -eaF_z(x, y)$, в плоскости квантовой ямы [3]. Изложенный способ имеет ряд ограничений. Например, если поле F_z создается электромагнитной волной, ток увлечения будет иметь малость порядка ka (где k – волновой вектор света), поскольку длина световой волны значительно превосходит величину a .

Тем не менее, известно, что в случае резонансного взаимодействия эффект светового давления на атомы может стать существенным даже в рамках дипольного приближения [11]. Действительно, основная идея механического воздействия света на атомы (в условиях резонансного светового давления) заключается в следующем. Электромагнитное поле

¹⁾e-mail: vadimkovalev@isp.nsc.ru

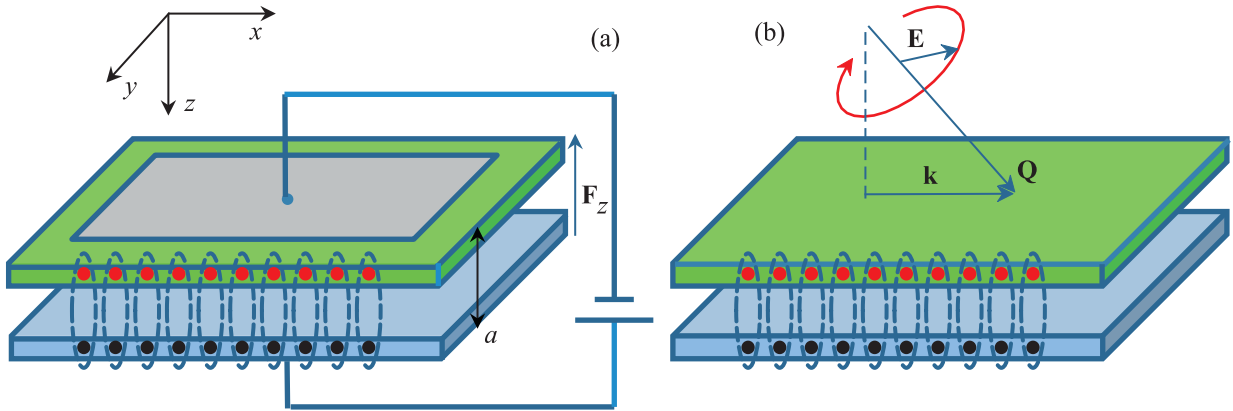


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение двойной квантовой ямы. (а) – Управление движением дипольных экситонов с помощью затвора. (б) – Геометрия эффекта фотонного увлечения

световой волны E наводит индуцированный дипольный момент $p = \alpha(\omega)E$, где $\alpha(\omega)$ – динамическая поляризуемость атома. При этом сила, действующая на атом, дается усреднением величины $F = -\nabla U$ по времени, где $U = -pE$ – энергия поляризованного атома в поле волны. В результате в стационарном режиме получаем: $\langle F \rangle = \alpha(\omega)\nabla\langle E^2 \rangle$. Из этого выражения видно, что если частота света близка к частоте атомного перехода, величина силы возрастает резонансно. Изложенные соображения могут быть применены и к экситонным возбуждениям кристалла. Настоящее письмо посвящено построению квантовой теории ЭФУ применительно к дипольным экситонам в нормальной фазе экситонного газа (ЭФУ экситонного конденсата требует отдельного рассмотрения).

Расчет тока увлечения. Гамильтониан, описывающий одиночный экситон в двойной квантовой яме, имеет следующий вид (постоянное слагаемое δE опускаем):

$$H = \frac{(\mathbf{p}_h - \frac{e}{c}\mathbf{A}_h)^2}{2m_h} + \frac{(\mathbf{p}_e + \frac{e}{c}\mathbf{A}_e)^2}{2m_e} + U_c(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h), \quad (1)$$

где $m_{e(h)}$ – масса электрона (дырки), $e > 0$ – элементарный заряд, $U_c(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)$ – кулоновское взаимодействие электрона и дырки, \mathbf{r} – радиус-вектор положения соответствующей частицы в плоскости квантовой ямы, а $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} + \mathbf{A}_0^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t}$ – векторный потенциал поля электромагнитной волны. Вектор \mathbf{k} – проекция 3D волнового вектора света \mathbf{Q} на плоскость структуры (см. рис. 1b).

Вид потенциала взаимодействия $U_c(\mathbf{r})$ зависит от типа двойной квантовой ямы, конкретные примеры будут рассмотрены ниже. Укажем здесь важное для дальнейшего свойство этого потенциала: он обладает аксиальной симметрией для относительной коор-

динаты электрона и дырки, а значит, состояния экситона могут классифицироваться по определенному значению проекции углового момента относительно движения электрона и дырки в экситоне на нормаль к плоскости структуры. Переходя к координатам относительного движения $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$ и движения центра масс $\mathbf{R} = (m_e \mathbf{r}_e + m_h \mathbf{r}_h)/M$, согласно следующим правилам $\mathbf{r}_e = \mathbf{R} - \frac{m_h}{M}\mathbf{r}$; $\mathbf{r}_h = \mathbf{R} + \frac{m_e}{M}\mathbf{r}$; $\mathbf{p}_e = \frac{m_e}{M}\mathbf{p} - \mathbf{q}$; $\mathbf{p}_h = \frac{m_h}{M}\mathbf{p} + \mathbf{q}$, где $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla_{\mathbf{R}}$, $\mathbf{q} = -i\hbar\nabla_{\mathbf{r}}$ – импульсы центра масс и относительного движения, а $M = m_e + m_h$ – масса экситона, запишем Гамильтониан (1) в дипольном приближении:

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2M} + \frac{\mathbf{q}^2}{2\mu} + U_c(\mathbf{r}) - \frac{e}{\mu c}\mathbf{q}\mathbf{A} + \frac{e^2}{2\mu c^2}\mathbf{A}^2, \quad (2)$$

где $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ – приведенная масса экситона. Векторный потенциал $\mathbf{A} = \mathbf{A}(\mathbf{R}, t)$ в дипольном приближении содержит теперь лишь координату центра масс экситона. Второе и третье слагаемые в (2) дают спектр внутреннего движения экситона. Этот спектр квантован и характеризуется главным квантовым числом радиального движения n ; орбитальным квантовым числом m ; энергией $\epsilon_{n,m}$ и собственными функциями $|n, m\rangle$. Матричные элементы импульса \mathbf{q} отличны от нуля лишь для состояний, в которых орбитальные квантовые числа отличаются на ± 1 . В частности, для дипольных экситонов в основном состоянии внутреннего движения $|0, 0\rangle$ переход возможен лишь в состояния $|n, \pm 1\rangle$, с энергией перехода $\Delta = \epsilon_{n, \pm 1} - \epsilon_{0,0}$. В дальнейшем, для определенности, будем рассматривать переход в состояние с $n = 0$. Таким образом, полная энергия экситона в основном $\epsilon_1(\mathbf{p})$ и возбужденном $\epsilon_2(\mathbf{p})$ состояниях имеет вид (см. рис. 2):

$$\epsilon_1(\mathbf{p}) = \epsilon_{\mathbf{p}}, \quad \epsilon_2(\mathbf{p}) = \Delta + \epsilon_{\mathbf{p}}, \quad (3)$$

где $\epsilon_{\mathbf{p}} = \mathbf{p}^2/2M$ – кинетическая энергия центра масс.

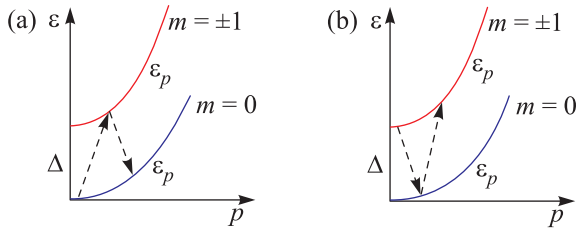


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экситонные состояния $\varepsilon_{1,2}(\mathbf{p})$ и схема оптических переходов

Динамика экситона как целого, с учетом квантовых переходов между состояниями внутреннего движения, описывается уравнением ($x = (\mathbf{R}, t)$):

$$\begin{pmatrix} i\partial_t - \varepsilon_1(\mathbf{p}) & \frac{e}{\mu c} \mathbf{q}_{12} \mathbf{A} \\ \frac{e}{\mu c} \mathbf{q}_{21} \mathbf{A} & i\partial_t - \varepsilon_2(\mathbf{p}) \end{pmatrix} G(x, x') = \delta(x - x'). \quad (4)$$

Здесь опущено слагаемое \mathbf{A}^2 и матричные элементы равны $\mathbf{q}_{12} = \langle 0, 0 | \mathbf{q} | 0, \pm 1 \rangle$. Матричные элементы импульса связаны с матричными элементами координаты соотношением $\mathbf{q}_{12} = i\mu \mathbf{r}_{12} \Delta$.

Эффект увлечения экситонов заключается в появлении стационарной плотности экситонного тока, определяемого усреднением по времени выражения:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{2M} \lim_{x' \rightarrow x} (\nabla_{\mathbf{R}} - \nabla_{\mathbf{R}'}) \text{Sp} G^<(x, x'), \quad (5)$$

где функция Грина находится из выражения (4) во втором порядке по \mathbf{A} . Соответствующий расчет дает:

$$\mathbf{j} = \frac{i}{M} \left(\frac{e}{\mu c} \right)^2 |\mathbf{q}_{12} \mathbf{A}_0|^2 [\mathbf{D}(\omega, \mathbf{k}) + \mathbf{D}(-\omega, -\mathbf{k})], \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{D}(\omega, \mathbf{k}) = & \sum_{\mathbf{p}, \varepsilon} [f(\varepsilon + \omega) - f(\varepsilon)] \times \\ & \times G_1^R(\mathbf{p}, \varepsilon + \omega) \mathbf{p} G_1^A(\mathbf{p}, \varepsilon + \omega) \times \\ & \times [G_2^A(\mathbf{p} - \mathbf{k}, \varepsilon) - G_2^R(\mathbf{p} - \mathbf{k}, \varepsilon)] + \\ & + \sum_{\mathbf{p}, \varepsilon} [f(\varepsilon + \omega) - f(\varepsilon)] \times \\ & \times G_2^R(\mathbf{p}, \varepsilon + \omega) \mathbf{p} G_2^A(\mathbf{p}, \varepsilon + \omega) \times \\ & \times [G_1^A(\mathbf{p} - \mathbf{k}, \varepsilon) - G_1^R(\mathbf{p} - \mathbf{k}, \varepsilon)]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $f(\varepsilon)$ – функции распределения Бозе. Уравнение (7) соответствует диаграммам рис. 3. Функции Грина в (7) имеют вид:

$$G_i^{R(A)}(\mathbf{p}, \varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_i(\mathbf{p}) \pm i/2\tau}, \quad (8)$$

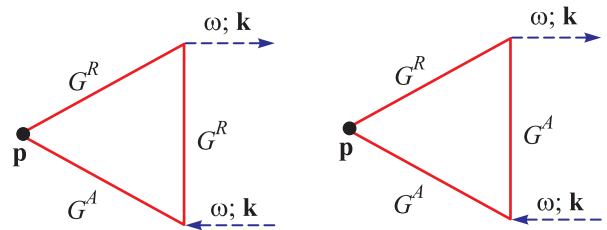


Рис. 3. (Цветной онлайн) Фейнмановские диаграммы, описывающие эффект увлечения. $R(A)$ – запаздывающая/опережающая функции Грина экситона, \mathbf{p} – импульс центра масс экситона, ω, \mathbf{k} – частота и волновой вектор света

где τ – время рассеяния экситона на примеси. Используя (8) и интегрируя по энергии в (7), находим:

$$\begin{aligned} & \mathbf{D}(\mathbf{k}, \omega) + \mathbf{D}(-\mathbf{k}, -\omega) = \\ & = 2i\mathbf{k} \sum_{\mathbf{p}} \frac{f_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}^{(1)} - f_{\mathbf{p}}^{(2)}}{[\omega + \varepsilon_2(\mathbf{p}) - \varepsilon_1(\mathbf{p} + \mathbf{k})]^2 + \tau^{-2}} + \\ & + 2i\mathbf{k} \sum_{\mathbf{p}} \frac{f_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}^{(2)} - f_{\mathbf{p}}^{(1)}}{[\omega + \varepsilon_1(\mathbf{p}) - \varepsilon_2(\mathbf{p} + \mathbf{k})]^2 + \tau^{-2}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Согласно теории кулоновского увлечения, это выражение имеет известный физический смысл: стационарный отклик второго порядка пропорционален мнимой части отклика первого порядка (поляризационного оператора). Иными словами, ток увлечения пропорционален коэффициенту поглощения света. Квантовые переходы, соответствующие слагаемым из (9), показаны на рис. 2.

Воспользовавшись малостью волнового вектора света, можно положить $\mathbf{k} = 0$ везде под знаком суммы в (9). Учитывая соотношение

$$\int d\mathbf{p} (f_{\mathbf{p}}^{(1)} - f_{\mathbf{p}}^{(2)}) = (2\pi)^2 (N_1 - N_2), \quad (10)$$

где N_i – число частиц на i -м уровне, для тока увлечения находим окончательно (восстанавливая \hbar для размерности):

$$\begin{aligned} \mathbf{j} = & \frac{2\mathbf{k}\tau^2(N_1 - N_2)}{M\hbar} \left| \frac{e\mathbf{q}_{12}\mathbf{A}_0}{\mu c} \right|^2 \times \\ & \times \left(\frac{1}{1 + \tau^2(\omega - \Delta)^2} - \frac{1}{1 + \tau^2(\omega + \Delta)^2} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где связь с электрическим полем электромагнитной волны имеет вид:

$$\left| \frac{e\mathbf{q}_{12}\mathbf{A}_0}{\mu c} \right|^2 = \frac{\Delta^2}{\omega^2} |\mathbf{d}_{12}\mathbf{E}_0|^2. \quad (12)$$

Здесь $\mathbf{d} = -e\mathbf{r}$ – оператор дипольного момента экситона в плоскости двойной квантовой ямы. Из выражения (11) видно, что при наличии инверсной заселенности состояний $N_1 < N_2$ ток экситонов течет в направлении $-\mathbf{k}$. Этот факт имеет очевидное объяснение: ток в направлении $-\mathbf{k}$ образуется в результате эффекта отдачи при спонтанном излучении фотона инверсно-заселенными экситонами.

Оценим величину Δ для типичных структур с двойными квантовыми ямами. Как пример, мы рассмотрим структуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs [12, 13] и MoS₂/hBN/MoS₂ [14–16]. Энергия взаимодействия электрона и дырки в случае GaAs и MoS₂ систем имеет вид, соответственно

$$U_c(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{\varepsilon_d \sqrt{a^2 + r^2}} \quad (13)$$

и

$$U_c(\mathbf{r}) = -\frac{\pi e^2}{2\varepsilon_d \rho_0} \left[H_0 \left(\frac{\sqrt{a^2 + r^2}}{\rho_0} \right) - Y_0 \left(\frac{\sqrt{a^2 + r^2}}{\rho_0} \right) \right], \quad (14)$$

где ε_d – диэлектрическая проницаемость среды, $\rho_0 = 2\pi\alpha/\varepsilon_d$, α – 2D поляризуемость [17], H_0 , Y_0 – функция Струве и функция Бесселя нулевого индекса, соответственно. В приближении $r \ll a$ оба потенциала представимы в виде:

$$U_c(\mathbf{r}) \approx C + \frac{\mu\omega_0^2 r^2}{2}, \quad (15)$$

где C – некоторая постоянная. Выражение (15) находится разложением в ряд (13) и (14) по параметру r/a , что дает [17]:

$$\omega_0^2 = \frac{e^2}{\varepsilon_d \mu a^3},$$

$$\omega_0^2 = -\frac{\pi e^2}{2\varepsilon_d \mu a \rho_0^2} \left[H_{-1} \left(\frac{a}{\rho_0} \right) - Y_{-1} \left(\frac{a}{\rho_0} \right) \right] \quad (16)$$

для GaAs и MoS₂ системы, соответственно. Выше было отмечено, что мы рассматриваем переход с уровня $n = 0$, $m = 0$ на $n = 0$, $m = \pm 1$, что по порядку величины дает $\Delta \sim \omega_0$. Для оценки использовались параметры материалов: GaAs: $\varepsilon_d = 12.5$, $\mu = 0.058m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, $a = 10$ нм; MoS₂: $\varepsilon_d(hNB) = 4.89$, $\mu = 0.25m_0$, $a = 3.5$ нм, $\alpha = 0.71$ нм [18], что дает следующие значения: $\Delta = 12.6$ мэВ для структур GaAs и $\Delta = 42.7$ мэВ для MoS₂.

Учитывая (12), а также соотношение $k = \sin\theta Q/c$, где θ – угол падения электромагнитной волны (см. рис. 1b), представим выражение (11) в виде

$$j = j_0(\theta)F(\omega), \quad (17)$$

где

$$j_0(\theta) = \sin\theta \frac{2\tau(N_1 - N_2)}{M\hbar} |\mathbf{d}_{12}\mathbf{E}_0|^2, \quad (18)$$

$$F(\omega) = \frac{(\Delta\tau)^2}{\omega\tau} \left[\frac{1}{1 + (\omega\tau - \Delta\tau)^2} - \frac{1}{1 + (\omega\tau + \Delta\tau)^2} \right].$$

Качественное поведение тока увлечения экситонов в единицах j_0 показано на рис. 4 при $\tau\Delta = 10$.

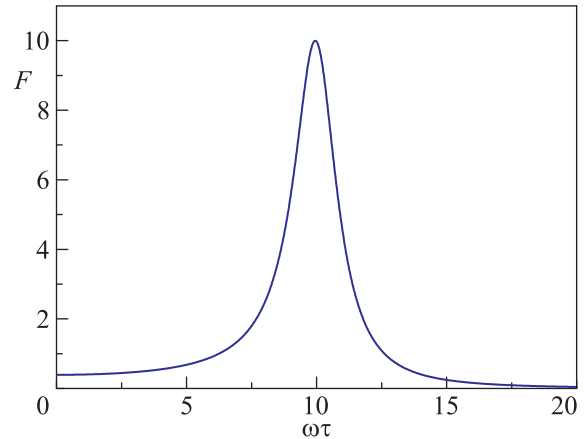


Рис. 4. (Цветной онлайн) Резонансное поведение плотности тока увлечения экситонов как функции частоты света

Мы благодарим А.В. Чаплика за обсуждение работы и Российский научный фонд (проект РНФ-17-12-01039) за финансовую поддержку. М.В. Боев благодарит Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант # 17-15-526-1).

1. М. М. Glazov and S. D. Ganichev, Phys. Rep. **535**, 101 (2014).
2. A. V. Kolobov and J. Tominaga, *Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides*, Springer Series in Material Science **239**, 1 (2016).
3. L. V. Butov, Superlattices and Microstructures **108**, 2 (2017).
4. A. A. High, A. T. Hammack, L. V. Butov, M. Hanson, A. C. Gossard, Opt. Lett. **32**, 2466 (2007).
5. A. A. High, E. E. Novitskaya, L. V. Butov, M. Hanson, and A. C. Gossard, Science **321** 229 (2008).
6. G. Grosso, J. Graves, A. T. Hammack, A. A. High, L. V. Butov, M. Hanson, and A. C. Gossard, Nat. Photon. **3**, 577 (2009).
7. Э. Г. Батыев, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **99**(9), 623 (2014).
8. В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **101**(3), 194 (2015).

9. В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, *ЖЭТФ* **149**(3), 578 (2016).
10. М. В. Боев, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* **104**(3), 203 (2016).
11. А. Р. Kazantsev, *Sov. Phys. Usp.* **21**, 58 (1978).
12. P. Andreakou, S. Cronenberger, D. Scalbert, A. Nalitov, N. A. Gippius, A. V. Kavokin, M. Nawrocki, J. R. Leonard, L. V. Butov, K. L. Campman, A. C. Gossard, and M. Vladimirova, *Phys. Rev. B* **91**, 125437 (2015).
13. A. V. Nalitov, M. Vladimirova, A. V. Kavokin, L. V. Butov, and N. A. Gippius, *Phys. Rev. B* **89**, 155309 (2014).
14. E. V. Calman, M. M. Fogler, L. V. Butov, S. Hu, A. Mishchenko, and A. K. Geim, arXiv:1709.07043 (2017).
15. E. V. Calman, C. J. Dorow, M. M. Fogler, L. V. Butov, S. Hu, A. Mishchenko, and A. K. Geim, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 101901 (2016).
16. M. M. Fogler, L. V. Butov, and K. S. Novoselov, *Nature Commun.* **5**, 4555 (2014).
17. O. L. Berman and R. Ya. Kezerashvili, *Phys. Rev. B* **96**, 094502 (2017).
18. I. Kylanpaa and H.-P. Komsa, *Phys. Rev. B* **92**, 205418 (2015).