

Генерация частотно-перестраиваемого дальнего инфракрасного и терагерцового излучений оптическими нутациями на внутризонных переходах в асимметричных полупроводниковых наногетероструктурах

© В.А. Кукушкин[¶]

Институт прикладной физики Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 15 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Предложен и рассчитан частотно-перестраиваемый источник дальнего инфракрасного и терагерцового диапазонов, основанный на возбуждении фемтосекундными импульсами электромагнитного поля оптических нутаций на внутризонных переходах в полупроводниковых наногетероструктурах с асимметричными квантовыми ямами. Поскольку подзоны размерного квантования в последних характеризуются различными средними дипольными моментами, внутризонные межподзонные нутации вызывают появление низкочастотной поляризации, являющейся источником дальнего инфракрасного и терагерцового излучений. Показано, что если нутации возбуждаются не однородно по всему образцу, а с некоторым пространственным периодом, то, несмотря на их импульсный характер, генерируемое излучение будет непрерывным. Частота последнего может перестраиваться в широких пределах путем изменения указанного периода, а также частоты следования фемтосекундных импульсов.

1. Введение

Создание мощных генераторов дальнего инфракрасного (ИК) и терагерцового (ТГц) диапазонов является важной проблемой современной прикладной физики вследствие востребованности электромагнитного излучения этой спектральной области для фундаментальных исследований и многочисленных приложений. Потенциальными кандидатами на роль таких устройств являются квантово-каскадные лазеры (ККЛ). Однако, хотя они и хорошо зарекомендовали себя в среднем ИК диапазоне [1], их продвижение в дальнюю ИК и ТГц спектральную области наталкивается на серьезные проблемы [2]. Они связаны, в частности, с сильным поглощением дальнего ИК и ТГц электромагнитного полей в сверхрешеточных мини-зонах, формируемых в таких устройствах для обеспечения протекания накачивающего тока, а также с трудностью создания инверсии населенностей между близкими по энергии подзонами размерного квантования. Кроме того, частота генерации ККЛ достаточно жестко определяется параметрами его активной области и для данной гетероструктуры может варьироваться лишь в относительно узких пределах.

Для решения этих и других проблем было предложено несколько альтернативных ТГц ККЛ схем генерации дальнего ИК и ТГц излучений в полупроводниковых наногетероструктурах. Одна из них [3] основана на использовании асимметричных структур, в которых средние дипольные моменты состояний, отвечающих различным уровням размерного квантования, также различны. Подвергая такую структуру воздействию мощных и коротких (по сравнению со всеми релаксационными временами) импульсов электромагнитного поля с несущей

частотой, резонансной с частотой внутризонного перехода между какими-либо двумя размерно-квантованными уровнями в ней, можно добиться возникновения на этом переходе оптических нутаций (или, что то же, осцилляций Раби) [4]. Последние заключаются в происходящих под действием внешнего переменного электрического поля периодических переходах носителей заряда с нижнего уровня на верхний и обратно с частотой, зависящей от амплитуды поля. Вследствие различия средних дипольных моментов в отвечающих данным уровням состояниях, в структуре появляются осциллирующие на этой частоте поляризация и возбуждаемое ею электромагнитное поле. Указанная частота для экспериментально достижимых амплитуд внешнего электрического поля и дипольных моментов межуровневых переходов (которые в полупроводниковых наногетероструктурах в несколько десятков раз больше, чем в атомах или молекулах) может лежать в дальнем ИК и ТГц диапазонах. Таким образом, открывается возможность создания источника излучения данной спектральной области, частота которого может легко и в широких пределах перестраиваться с помощью изменения амплитуды внешнего электрического поля. Наблюдение нутаций на внутризонном межподзонном переходе в квантовых ямах (КЯ) [5] поддерживает это предложение.

Недостатком такого источника будет являться его принципиально импульсный характер, обусловленный тем, что оптические нутации могут существовать лишь в течение времени, меньшего времени релаксации поляризации T_2 . Другим, вытекающим из первого, его недостатком является ограниченность минимального значения частоты его генерации величиной порядка $1/T_2$. Поскольку для полупроводниковых наногетероструктур с КЯ, технология изготовления которых наиболее отработана, при больших концентрациях носителей на единицу

[¶] E-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

площади КЯ значения T_2 лежат в районе сотни фемтосекунд даже при криогенных температурах [6], такой источник будет способен генерировать лишь короткие импульсы с длительностями, не превышающими примерно 100 фс, и несущей частотой, большей нескольких ТГц.

В данной работе предлагается способ преодоления этих двух недостатков, позволяющий использовать нутации в асимметричных полупроводниковых наногетероструктурах для генерации непрерывного излучения с частотой, перестраиваемой во всем дальнем ИК и ТГц диапазонах. Он заключается в возбуждении нутаций не однородно по всей структуре, а с некоторой пространственной периодичностью, т.е. с периодическим чередованием возбуждаемых и невозбуждаемых участков.

Механизм генерации непрерывного частотно-перестраиваемого излучения при этом заключается в следующем. При разложении в ряд Фурье периодической последовательности обусловленных нутациями импульсов низкочастотной поляризации в нем будут содержаться гармоники с различными частотами, кратными частоте следования внешних возбуждающих электромагнитных импульсов. Если бы нутации и обусловленные ими импульсы низкочастотной поляризации возбуждались однородно по всей структуре, то все эти гармоники генерировали бы электромагнитные волны с соответствующими частотами и отвечающими им волновыми числами с одинаковой эффективностью. В результате суммирования этих волн из структуры выходило бы импульсное излучение с частотой повторения, равной частоте следования внешних возбуждающих импульсов. Однако, если нутации и обусловленные ими импульсы низкочастотной поляризации возбуждаются с некоторым пространственным периодом, то лишь одна из этих электромагнитных волн, имеющая волновое число и, следовательно, частоту, определенным образом связанные с этим периодом, будет генерироваться эффективно, а генерация волн с другими волновыми числами и частотами будет сильно подавлена. В результате из структуры будет излучаться непрерывное электромагнитное поле, частота которого может варьироваться в широких относительных пределах (не ограниченных снизу величиной $1/T_2$) путем изменения пространственного периода возбуждения, а также частоты следования внешних возбуждающих импульсов. Фактически в этом случае структура будет работать подобно фазированной антенной решетке (см., например, [7]).

Данная статья посвящена расчету конкретной схемы для реализации такого способа генерации непрерывного частотно-перестраиваемого дальнего ИК и ТГц излучения. В следующем разделе рассмотрена конструкция полупроводниковой наногетероструктуры с асимметричными квантовыми ямами, оптимальная для возбуждения источником фемтосекундных импульсов, использованным в работе [5]. Затем предложен способ ее пространственно-периодического возбуждения. В разд. 3 проведено численное моделирование работы предложенной схемы и вычислены ожидаемые мощности и

частоты генерируемого ею излучения. В разд. 4 кратко обсуждены и суммированы основные результаты работы.

2. Полупроводниковая наногетероструктура с асимметричными квантовыми ямами и способ ее пространственно-периодического возбуждения

В качестве основы для изготовления полупроводниковой наногетероструктуры с асимметричными КЯ будет рассматриваться AlGaAs-гетеросистема. Пусть активная область такой структуры имеет толщину $l_z = 10$ мкм и образована 168 повторениями периода, имеющего толщину $l_{MQW} = 59.3$ нм и состоящего из КЯ и ограничивающих ее барьеров (см. рис. 1). Разделяющие КЯ барьеры достаточно высоки и толсты, так что КЯ могут рассматриваться независимо друг от друга. Разделение легированной области и КЯ позволяет уменьшить дополнительное уширение межподзонных переходов за счет рассеяния электронов на ионизованных донорах.

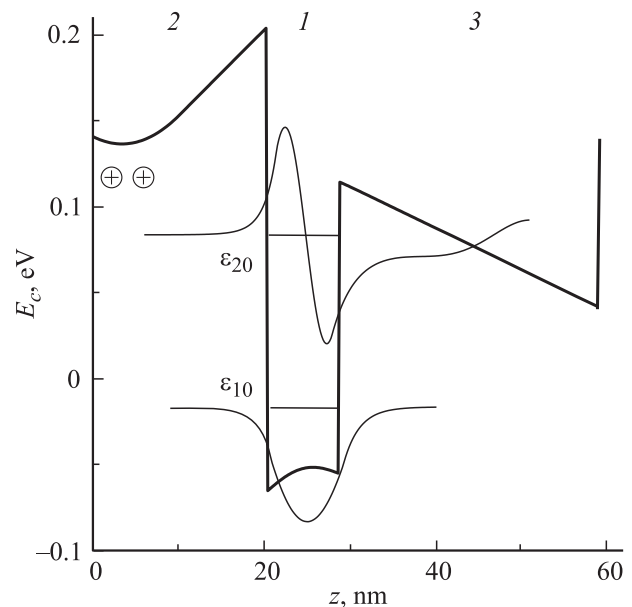


Рис. 1. Дно зоны проводимости E_c в одном из периодов активной области как функция координаты вдоль направления роста структуры z : 1 — квантовая яма (КЯ) GaAs с толщиной $l_{QW} = 8.5$ нм (30 монослоев), 2 — левый барьер $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ с толщиной 20.3 нм (72 монослоя), 3 — правый барьер $Al_{0.22}Ga_{0.78}As$ с толщиной 31 нм (108 монослоев). Левая часть барьера 2 с толщиной 10 нм (36 монослоев) легирована донорной примесью Si до концентрации $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для обеспечения необходимого числа электронов в КЯ. Также показаны отсчитываемые от уровня химического потенциала положения энергий подзон при нулевом значении квазиимпульса электрона в плоскости КЯ, $\epsilon_{10,20}$, и формы соответствующих огибающих волновых функций.

Асимметрия КЯ достигается как за счет различия высот ограничивающих их левого и правого барьеров, так и в результате несимметричного расположения легированных областей между ними.

Вычисление энергий подзон размерного квантования в такой структуре должно проводиться с учетом самоогласованного кулоновского потенциала, возникающего вследствие пространственного разделения ионизованных доноров (левая часть левого барьера) и электронов (КЯ), т.е. с помощью одновременного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Данная процедура была выполнена с использованием стандартной программы Снайдера [8]. В результате было найдено, что при указанных выше параметрах и температуре $T = 15$ К концентрация электронов в каждой КЯ на единицу ее площади $N \approx 4.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и в ней формируются две подзоны размерного квантования.¹ Их энергии относительно уровня химического потенциала при нулевом значении квазиимпульса электрона в плоскости КЯ p_{\parallel} равны $\epsilon_{10} = -17.54 \text{ мэВ}$ и $\epsilon_{20} = 82.53 \text{ мэВ}$. При этом в отсутствие внешних возбуждающих электромагнитных импульсов практически все электроны находятся в первой подзоне. В пренебрежении, как обычно, импульсами фотонов по сравнению с импульсами электронов, электромагнитное поле может индуцировать переходы лишь между состояниями электронов с одинаковыми p_{\parallel} . В дальнейшем будет пренебрегаться также небольшой непараллельностью подзон, что означает, что частота перехода между ними $\omega_{21} = (\epsilon_{20} - \epsilon_{10})/\hbar$ и не зависит от p_{\parallel} . Параметры структуры на рис. 1 подобраны таким образом, что данная ω_{21} очень близка к несущей частоте возбуждающих фемтосекундных импульсов, использованных в работе [5].

Дипольный момент перехода между подзонами $\mathbf{d}_{12} \equiv e z_{12} \mathbf{z}^0$, где \mathbf{z}^0 — единичный вектор вдоль направления роста структуры (ось z), $e > 0$ — элементарный заряд и z_{12} — матричный элемент перехода, равный, как следует из вычислений, 2.18 нм. Разница средних дипольных моментов подзон $\mathbf{d}_{11} - \mathbf{d}_{22} = -e(z_{11} - z_{22})\mathbf{z}^0$, где разность диагональных матричных элементов $z_{11} - z_{22}$, согласно вычислениям, составляет -3.1 нм. Как говорилось выше, ненулевая и достаточно значительная величина $z_{11} - z_{22}$ обусловлена асимметрией КЯ. В результате огибающая волновая функция, соответствующая второй подзоне размерного квантования, практически не проникает в левый высокий барьер, но распространяется достаточно далеко в правый низкий барьер, дополнительно уменьшаемый за счет кулоновского потенциала.

¹ Следует отметить, что на каждом периоде наногетероструктуры формируется еще целая серия подзон размерного квантования, которым отвечают огибающие волновые функции, в основном сосредоточенные в области правого барьера. Однако частоты переходов из принадлежащих КЯ 1-й и 2-й подзон размерного квантования в эти подзоны нерезонансны с несущей частотой внешних возбуждающих электромагнитных импульсов. Кроме того, дипольные моменты переходов между 1-й и 2-й подзонами КЯ и указанными подзонами правого барьера малы. Вследствие этих двух причин формирующиеся в области правого барьера подзоны можно не учитывать.

Способ пространственно-периодического возбуждения нутаций и обусловленной ими низкочастотной

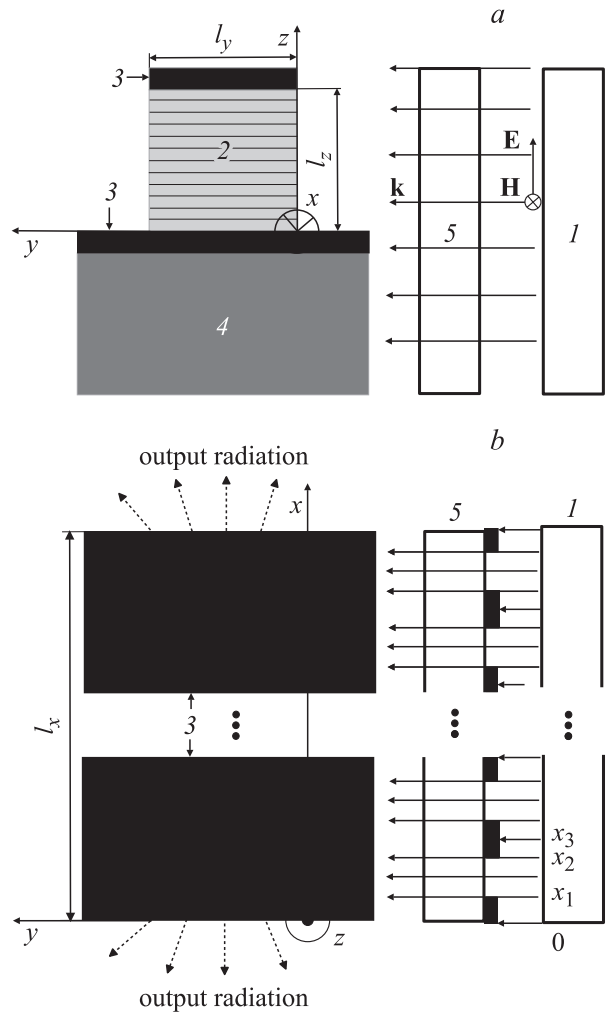


Рис. 2. Схема предлагаемого устройства, а также используемая в тексте система координат. Рис. 2, *a* представляет собой поперечное сечение устройства плоскостью, параллельной плоскости yz и пересекающей ось x в точке $x = (x_1 + x_2)/2$, а рис. 2, *b* является видом устройства сверху, на котором троечотие означает периодическое повторение показанного участка: 1 — источник внешних возбуждающих фемтосекундных импульсов электромагнитного поля среднего ИК диапазона с волновым вектором \mathbf{k} и напряженностями электрического и магнитного полей \mathbf{E} и \mathbf{H} соответственно, предназначенный для поляризации активной области (2). Последняя заключена между верхним и нижним слоями Au (3), которые играют роль планарного волновода для ограничения генерируемого дальнего ИК и ТГц излучений по оси z и для выполнения этой функции должны иметь толщины, превышающие 50 нм. Нижний слой Au (3) напаян на подложку GaAs (4). Фильтр 5 служит для обеспечения пространственной периодичности возбуждения активной области (2) вдоль оси x и располагается как можно ближе к ее боковой грани в плоскости xz . На параллельную плоскости xz левую грань активной области (2) нанесено просветляющее покрытие для предотвращения отражения от нее прошедших через активную область возбуждающих импульсов.

поляризации в активной области показан на рис. 2. Изображенный на нем фильтр 5 представляет собой пластинку из материала, прозрачного для использовавшихся в [5] возбуждающих фемтосекундных импульсов с лежащей в среднем ИК диапазоне несущей частотой ω_{21} (например, нелегированный GaAs). Ее поверхность покрыта периодической последовательностью металлических (например, Au) полосок, параллельных оси z и полностью непрозрачных для внешнего возбуждающего излучения. Ширина каждой полоски в направлении x равна $2(x_3 - x_2)$, расстояние между ними $x_2 - x_1$. Условия справедливости геометро-оптического рассмотрения распространения прошедшего через фильтр внешнего возбуждающего излучения на всем латеральном протяжении активной области $l_y = 10$ мкм заключаются в существенном превышении числами Френеля единицы, т.е. в выполнении неравенств $n(x_2 - x_1)^2/(\lambda l_y) > 1$ и $nl_z^2/(\lambda l_y) > 1$, где $\lambda = 2\pi c/\omega_{21} \approx 12.4$ мкм — несущая длина волны внешних возбуждающих импульсов, использовавшихся в [5], $n \approx 3.15$ — показатель преломления активной области в среднем ИК диапазоне, усредненный по ее периоду, c — скорость света в вакууме. Как будет показано в разд. 3, оптимальные значения $x_2 - x_1$ для генерации дальнего ИК и ТГц излучений со всеми рассмотренными далее частотами превышают 7.9 мкм и оба этих условия выполняются. Таким образом, пропускание внешних возбуждающих импульсов через показанный на рис. 2 фильтр 5 действительно обеспечивает пространственно-периодическое в продольном направлении x и однородное (поскольку поглощение внешнего возбуждающего излучения на латеральном размере активной области l_y пренебрежимо мало) в поперечных направлениях y и z возбуждение нутаций и обусловленной ими низкочастотной поляризации активной области.

3. Численное моделирование генерации непрерывного дальнего ИК и ТГц излучений с перестраиваемой частотой

Пусть возбуждающее внешнее электромагнитное поле имеет вид последовательности поляризованных вдоль оси z прямоугольных импульсов с длительностями τ_2 , короче всех релаксационных времен в системе, и межимпульсными интервалами τ_1 , большими времени релаксации электронов из верхней подзоны в нижнюю T_1 , так что перед каждым следующим импульсом система успевает вернуться в свое первоначальное состояние. Период этой последовательности равен $\tau = \tau_1 + \tau_2$. В течение воздействия каждого из этих импульсов на активную область структуры первоначально находившиеся в нижней подзоне электроны будут периодически переходить в верхнюю подзону и возвращаться обратно (оптические нутации или осцилляции Раби). При этом концентрация электронов на единицу площади КЯ, находящихся в ее

верхней подзоне N_2 , будет даваться формулой [4]

$$N_2 = \frac{N}{2} [1 - \cos(\omega_R t)], \quad (1)$$

где время отсчитывается от начала импульса и считается, что внешнее поле находится в точном резонансе с переходом $1 \leftrightarrow 2$; $\omega_R \equiv e|z_{12}E_0|/\hbar$ — так называемая резонансная частота Раби, E_0 — амплитуда электрического поля в импульсе. Далее для упрощения расчетов будет считаться, что последняя подобрана таким образом, что в течение длительности импульса τ_2 электроны совершают целое число осцилляций Раби, т.е. целое число раз переходят из нижней подзоны в верхнюю и возвращаются обратно. В результате в активной области возникнут низкочастотная импульсная поляризация, даваемая в течение импульса формулой $\mathbf{P}' = -e(z_{22} - z_{11})N_2\mathbf{z}^0/l_{MQW}$, и соответствующий ток с плотностью $\mathbf{j}' \equiv \partial\mathbf{P}'/\partial t$. Последний будет возбуждать в волноводе низкочастотное электромагнитное поле, которое можно вычислить с помощью стандартной теории возбуждения волноводов [9] с учетом его частичного отражения на торцевых гранях структуры при $x = 0$ и l_x . Вследствие субволновых поперечных размеров волновода соответствующие коэффициенты отражения будут существенно превышать френелевские значения и, согласно расчетам [10], лежать в диапазоне 50–90%. Поэтому в нижеследующих вычислениях будет принят наилучший вариант, когда они равны 90%, так что соответствующие коэффициенты прохождения и, следовательно, мощность выходного дальнего ИК или ТГц излучений минимальны.

При разложении последовательности импульсов \mathbf{j}' в ряд Фурье в нем будут присутствовать бесконечно много гармоник с частотами $\omega'_q \equiv 2\pi q/\tau$, где q — любое целое число. Каждая из них будет генерировать две электромагнитные волны, бегущие навстречу друг другу в положительном и отрицательном направлениях оси x и имеющие соответствующую частоту и определяемое ею волновое число k'_q . Однако, вследствие пространственной неоднородности низкочастотной поляризации, эффективность этой генерации для различных $|q|$ будет также разной. В результате расчетов, проведенных по указанной выше схеме, можно показать, что зависимость выходной мощности дальнего ИК или ТГц излучений на частоте $|\omega'_q|$, $P'_{|q|}$, от $x_{1,2,3}$ определяется формулой

$$P'_{|q|} \propto \left| \frac{\exp(-ik'_q x_2) - \exp(-ik'_q x_1)}{1 - \exp(-ik'_q x_3)} \right|^2. \quad (2)$$

Из нее следует, что $P'_{|q|}$ максимальна, если $x_2 - x_1 = \pi/|\text{Re } k'_q|$ и $x_3 = 2\pi/|\text{Re } k'_q|$, т.е. возбуждаемый интервал на каждом пространственном периоде возбуждения и сам этот период равны соответственно половине и полной длине волны генерируемого дальнего ИК или ТГц излучений в волноводе. В этом случае электромагнитные поля от всех возбуждаемых интервалов складываются в фазе друг с другом, обуславливая тем самым максимальную выходную мощность.

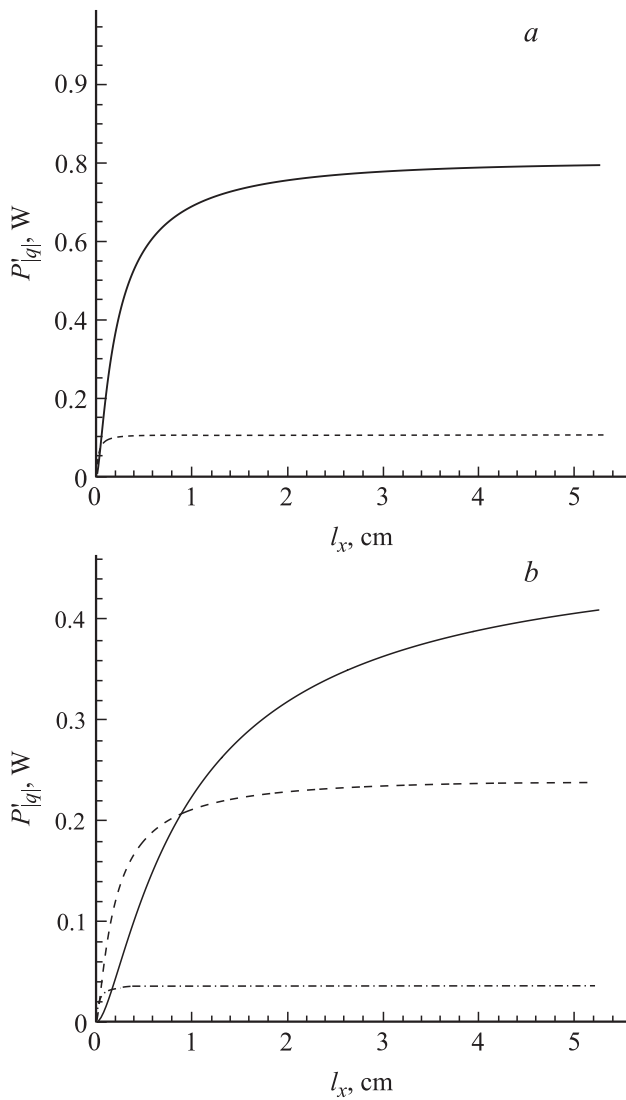


Рис. 3. Зависимости расчетной мощности устройства $P'_{|q|}$ от его продольной длины вдоль оси x для гармоник с различными q . При этом для каждого q величины $x_2 - x_1 = \pi/|\text{Re } k'_q|$ и $x_3 = 2\pi/|\text{Re } k'_q|$, т.е. равны своим оптимальным для данного q значениям. Рис. 3, *a* отвечает случаю $\tau_1 = T_1$; сплошная кривая соответствует $q = 1$ (выходная вакуумная длина волны 195 мкм, $x_1 = 26.4$, $x_2 = 79.1$, $x_3 = 105.4$ мкм), штриховая — $q = 3$ (65 мкм, $x_1 = 5.6$, $x_2 = 16.7$, $x_3 = 22.3$ мкм). Рис. 3, *b* отвечает случаю $\tau_1 = 2T_1$; сплошная кривая соответствует $q = 1$ (360 мкм, $x_1 = 65.7$, $x_2 = 197$, $x_3 = 262.7$ мкм), штриховая — $q = 2$ (180 мкм, $x_1 = 23.3$, $x_2 = 70$, $x_3 = 93.3$ мкм), штрихпунктирная — $q = 5$ (72 мкм, $x_1 = 6.4$, $x_2 = 19.1$, $x_3 = 25.4$ мкм).

Для вычисления $P'_{|q|}$ будем считать, что температура образца равна 15 К. Тогда, согласно результатам измерений [6], выполненных для КЯ с параметрами, близкими к указанным выше, и концентрации электронов в КЯ $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (т.е. еще большей, чем рассматриваемая в данной работе), $T_2 \approx 100$ фс и $T_1 \approx 550$ фс. Положим $\tau_2 = T_2$ и рассмотрим работу схемы при двух значениях τ_1 : $\tau_1 = T_1$ (рис. 3, *a*) и $\tau_1 = 2T_1$ (рис. 3, *b*). В случае

одной осцилляции Раби в течение длительности возбуждающего импульса τ_2 соответствующие значения выходной мощности дальнего ИК или ТГц излучений показаны на рис. 3. При найденном выше d_{12} этот случай соответствует амплитуде возбуждающего электрического поля внутри активной области $E_0 = 190 \text{ кВ/см}$, которая может быть обеспечена с помощью экспериментальной техники, использовавшейся в работе [5]. Вычисления показывают, что при больших E_0 , когда в течение возбуждающего импульса происходят 2 осцилляции Раби, как для $\tau_1 = T_1$, так и для $\tau_1 = 2T_1$ выходные мощности дальнего ИК и ТГц излучений $P'_{|q|}$ при тех же $|q|$ оказываются меньше, чем в случае одной осцилляции Раби в течение τ_2 . Это связано с увеличением ω_R и смещением ее к высокочастотной границе дальнего ИК диапазона.

Оптимальная длина волновода l_x соответствует насыщению $P'_{|q|}$ и, как видно из рис. 3, составляет 1–3 см, определяясь длиной его поглощения в волноводе $\sim 1/|\text{Im } k'_q|$. При близких частотах выходные мощности дальнего ИК и ТГц излучений в случае $\tau_1 = T_1$ больше, чем в случае $\tau_1 = 2T_1$, что объясняется ростом скважности последовательности возбуждающих импульсов с увеличением τ_1 . Тенденция уменьшения $P'_{|q|}$ в режиме насыщения с ростом $|q|$ связана с увеличением поглощения дальнего ИК и ТГц излучений в двойном плазмонном волноводе с ростом его частоты.

Для демонстрации того, что предлагаемое устройство действительно будет обеспечивать генерацию непрерывного излучения при импульсном источнике внешнего возбуждающего электромагнитного поля, нужно рассмотреть схему с фильтром, имеющим параметры $x_{1,2,3}$, равные их оптимальным значениям для некоторого $|q|$, и вычислить для нее отношения выходных мощностей $P'_{|q|}$ с другими $|q|$ к $P'_{|q|}$ с этим $|q|$. Выбирая $|q| = 1$ для случая одной осцилляции Раби, в течение τ_2 и $\tau_1 = T_1$ соответствующие вычисления дают $P'_2/P'_1 \approx 1.4 \cdot 10^{-5}$, $P'_3/P'_1 \approx 5.9 \cdot 10^{-6}$ и $P'_4/P'_1 \approx 2.4 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, в схеме будет генерироваться практически монохроматическое излучение с частотой $2\pi/\tau$.

Как хорошо видно из рис. 3, частота генерации предлагаемого источника не ограничена снизу величиной $1/T_2$ (которая при указанном выше значении T_2 соответствует вакуумной длине волны 188.5 мкм), как в работе [3], и может быть значительно меньше ее. С помощью изменения межимпульсного интервала τ_1 (с соблюдением условия $\tau_1 > T_1$) и использования фильтров с различными $x_{1,2,3}$ можно добиться перестройки рабочей частоты данного устройства во всем дальнем ИК и ТГц диапазонах, не меняя параметров его активной области.

4. Обсуждение и заключение

Согласно рис. 3, мощность непрерывного дальнего ИК и ТГц излучений, которую позволит обеспечить предлагаемая схема, может в несколько раз превышать аналогичную величину, достигаемую в лучших ККЛ,

генерирующих ТГц излучение [2]. Однако следует отметить, что приведенные на нем результаты отвечают высокой частоте повторения внешних возбуждающих импульсов $1/\tau \approx 1$ ТГц, в то время как использовавшаяся в [5] экспериментальная техника обеспечивала частоту их повторения, равную лишь 1 кГц. Однако в принципе она позволяет сформировать ограниченную во времени последовательность возбуждающих импульсов с требуемой высокой частотой их повторения. Для этого можно использовать многопроходный резонатор-усилитель [11], обеспечивающий накопление импульсов от источника с большой скважностью и формирование из них малоскважной последовательности, а затем направление ее на образец. Максимально возможная длительность этой последовательности будет, очевидно, определяться эффективностью отвода тепла из активной области. Однако простая оценка выделяемой в единице ее объема мощности $\hbar\omega_{21}N\tau_2/(I_{MQW}T_1\tau)$ для указанных выше параметров дает величину $\sim 3 \cdot 10^8$ Вт/см³, что при известной теплоемкости AlGaAs приводит к повышению его температуры в течение наносекундной последовательности возбуждающих импульсов с межимпульсным интервалом ~ 1 пс всего лишь на 0.1 К. С другой стороны, 1 нс значительно превышает обратные ширины молекулярных линий во многих твердых и газообразных средах. Поэтому возбуждаемая такой последовательностью импульсов схема на рис. 2 может использоваться, например, в спектроскопических приложениях как квазинепрерывный частотно-перестраиваемый источник дальнего ИК и ТГц излучений с пиковой мощностью до 0.8 Вт.

Таким образом, предложен и рассчитан квазинепрерывный источник когерентного излучения на полупроводниковой наногетероструктуре с асимметричными КЯ, возбуждаемый электромагнитными импульсами среднего ИК диапазона с длительностями порядка 100 фс и допускающий изменение своей рабочей частоты во всей дальней ИК и ТГц спектральной области. Последняя особенность может обусловить его предпочтительность во многих приложениях по сравнению с ККЛ, генерирующих ТГц излучение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-00364-а и 12-02-00855-а) и Советом по грантам президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4185.2012.2).

Список литературы

- [1] S. Slivken, Y. Bai, B. Gokden, S.R. Darvish, M. Razeghi. Proc. SPIE, **7608**, 76080B (2010).
- [2] B.S. Williams. Nature Phot., **1**, 517 (2007).
- [3] O.V. Kibis, G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, A. Hoffmann. Phys. Rev. Lett., **102**, 023 601 (2009).
- [4] В.М. Акулин, Н.В. Карлов. *Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике* (М., Наука, 1987) гл. 2.
- [5] C.W. Luo, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, R. Hey, K.H. Ploog. Phys. Rev. Lett., **92** (4), 047 402 (2004).
- [6] R.A. Kaindl, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, R. Hey, K.H. Ploog. Phys. Rev. B, **63** (16), 161 308(R) (2001).
- [7] *Активные фазированные антенные решетки*, под ред. Д.И. Воскресенского и А.И. Канащенкова (М., Радиотехника, 2004).
- [8] G. Snider. *1D Poisson/Schrodinger band diagram calculator*, www.nd.edu/ gsnider (1996).
- [9] Л.А. Вайнштейн. *Электромагнитные волны* (М., Радио и связь, 1988) гл. 14.
- [10] S. Kohen, B.S. Williams, Q. Hu. J. Appl. Phys., **97** (5), 053 106 (2005).
- [11] K. Reimann, R.P. Smith, A.M. Weiner, T. Elsaesser, M. Woerner. Optics Lett., **28** (6), 471 (2003).

Редактор Т.А. Полянская

Generation of a frequency-tunable far-infrared and terahertz radiation by optical nutations on intraband transitions in asymmetric semiconductor nanoheterostructures

V.A. Kukushkin

Institute of Applied Physics,
Russian Academy of Science,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract A frequency-tunable source of the far-infrared and terahertz range, based on femtosecond pulses of electromagnetic field exciting optical nutations on intraband transitions in semiconductor nanoheterostructures with asymmetric quantum wells, is suggested and considered in detail. As subbands of dimensional quantization in the latter possess different average dipole moments, intraband intersubband nutations cause the appearance of a low-frequency polarization, serving as a source of an infrared and terahertz radiation. It is shown that, if the nutation excitation is not homogeneous and characterized by some space period, then, in spite of the pulse character of the excitation, the generated radiation will be continuous. The frequency of the latter can be widely tuned by the change of this period, as well as the frequency of the repetition of the femtosecond pulses.