

Изолятор Фарадея на постоянных магнитах с напряженностью поля 25 кЭ

Е.А.Миронов, И.Л.Снетков, А.В.Войтович, О.В.Палашов

Изготовлен и экспериментально исследован изолятор Фарадея с одним магнитооптическим элементом, обеспечивающий степень изоляции 30 дБ при средней мощности лазерного излучения 650 Вт. Эти параметры достигнуты за счет увеличения напряженности поля в магнитной системе изолятора и использования магнитооптического элемента с малым поглощением.

Ключевые слова: изолятор Фарадея, степень изоляции, термонаведенное двулучепреломление, тепловая линза.

1. Введение

В связи с постоянным увеличением средней мощности как импульсно-периодических, так и непрерывных лазеров все более актуальной представляется проблема усовершенствования оптических устройств, а ключевым требованием становится подавление термонаведенных эффектов, возникающих из-за поглощения излучения. Одними из устройств, подверженных тепловому самовоздействию из-за относительно высокого ($\sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$) поглощения в магнитооптических элементах (МОЭ), являются изоляторы Фарадея (ИФ) [1]. Неравномерное по объему распределение температуры в МОЭ приводит к появлению фазовых искажений (тепловая линза), неоднородному распределению угла поворота плоскости поляризации, вызванному зависимостью постоянной Верде от температуры, появлению механических напряжений и, как следствие, к линейному двулучепреломлению (фотоупругий эффект) [2]. Степень изоляции ИФ определяется деполяризацией излучения, вызванной фотоупругим эффектом, а вклад температурной зависимости постоянной Верде пренебрежимо мал [2, 3]. Таким образом, при увеличении мощности излучения степень изоляции уменьшается. Следовательно, при заданной степени изоляции средняя мощность проходящего через ИФ излучения не может превышать предельной величины P_{max} . Для коммерческих ИФ характерная мощность $P_{\text{max}} \approx 100 \text{ Вт}$ при степени изоляции 30 дБ.

Одним из способов увеличения P_{max} является разбиение магнитоактивного элемента на тонкие диски, охлаждаемые через оптическую поверхность [4]. Такая геометрия приводит к существенно уменьшению поперечного градиента температуры, а значит, и к уменьшению тепловых искажений в дисках. В основе другого популярного способа [2, 5–7] лежит идея компенсации термодеполяризации. Для этого один МОЭ, поворачивающий плоскость поляризации на 45° , заменяют двумя МОЭ с размещенным между ними взаимным оптическим элементом.

При этом искажения, возникшие при проходе через первый элемент, частично компенсируются при прохождении через второй. Созданные на основе этой идеи ИФ обеспечивают надежную степень изоляции при киловаттной мощности проходящего излучения [8, 9]. Криогенный ИФ [10, 11] и ИФ со сверхпроводящим соленоидом в качестве магнитной системы (МС) [11] целесообразно использовать для излучения киловаттной (и более) мощности. Перечисленные выше способы увеличения P_{max} имеют недостатки, связанные с громоздкостью и сложностью конструкции, а также с удорожанием ИФ. В то же время возможности традиционной схемы с одним МОЭ, на наш взгляд, полностью не исчерпаны. В работе [12] описывается традиционный изолятор со степенью изоляции 30 дБ, работающий при максимальной мощности излучения 400 Вт. Увеличить рабочую мощность можно, увеличивая напряженность поля в МС изолятора и уменьшая тем самым длину используемого МОЭ. Это становится возможным благодаря улучшению свойств применяемых магнитных материалов и совершенствованию схем построения МС. Также достижения в области создания магнитоактивных сред позволяют использовать элементы с меньшим коэффициентом поглощения. Все это приводит к уменьшению выделяющегося в МОЭ тепла и, следовательно, к уменьшению термонаведенной деполяризации.

Под деполяризацией γ мы понимаем следующее отношение:

$$\gamma = \frac{P_1}{P_1 + P_2}, \quad (1)$$

где $P_{1,2}$ – мощности соответственно деполяризованной и основной поляризованной компонент излучения, а степень изоляции оптического устройства I , измеряемую в децибелах, определяем как

$$I = 10 \lg(1/\gamma). \quad (2)$$

Деполяризация γ , возникающая из-за поглощения излучения в оптических элементах ИФ и называемая «горячей» или «термонаведенной», зависит от мощности оптического излучения, а также длины, геометрии и материальных констант МОЭ. Для кубического кристалла с ориентацией [001]

$$\gamma_{001} = A_0 p^2, \tag{3}$$

где

$$p = \frac{Q\alpha L P_L}{\lambda \kappa}; \quad Q = \alpha_T \frac{n_0^3}{4} \frac{1+v}{1-v} (p_{11} - p_{12}); \tag{4}$$

λ и P_L – длина волны и мощность излучения; L – длина МОЭ; α – показатель поглощения, κ – теплопроводность, p_{ij} – фотоупругие коэффициенты, Q – термооптическая постоянная, α_T – коэффициент линейного расширения; n_0 – показатель преломления и v – коэффициент Пуассона материала МОЭ. Для гауссова пучка $A_0 = 0.014$. При такой ориентации используемого нами в ИФ кристалла TGG термонаведенная деполяризация минимальна.

В настоящей работе описывается ИФ, собранный по традиционной схеме и обеспечивающий степень изоляции ~30 дБ при мощности лазерного излучения до ~650 Вт. Такая относительно высокая мощность P_{max} по сравнению с приведенной в [12] объясняется увеличением напряженности магнитного поля в МС (на 20%) и использованием МОЭ с меньшим коэффициентом поглощения. Во втором разделе описывается МС, которая позволяет достичь напряженности магнитного поля ~25 кЭ и, как следствие, использовать МОЭ длиной всего 9 мм.

2. Особенности конструкции МС

Получение больших магнитных полей является сложной технической задачей. Остаточная индукция самых сильных современных постоянных магнитов не превышает 14 кГс. Требуемое распределение намагниченности в МС, обеспечивающее достижение максимально возможной напряженности поля, похоже на распределение поля диполя и практически нереализуемо. Особый случай представляют собой МС, в которых используются магниты только в виде колец с радиальными и аксиальными направлениями намагниченности. Такие МС относительно просты в изготовлении, однако аксиально-радиальное приближение имеет свои ограничения по достижимым полям (~20 кЭ). Попытки дальнейшего увеличения поля путем увеличения размеров МС быстро приводят к неразумным массам магнитов. Это связано с логарифмической зависимостью предельно достижимого поля на оси МС от отношения наружного (D) и внутреннего (d) диаметров магнитов:

$$H_z \sim \ln(D/d), \tag{5}$$

где z – ось МС. Подробный анализ возможностей такой аксиально-радиальной реализации дан в [12].

Кроме того, попытка использования ферромагнитных сплавов с большой остаточной индукцией при сохранении ранее используемой геометрии МС не привела к желаемому увеличению магнитного поля по сравнению с максимальным значением поля в [12], составлявшим ~21 кЭ, поскольку при этом усиливался эффект размагничивания центральной области МС. Для решения проблемы был проведен расчет поля во всем объеме МС, включая области, заполненные магнитами. Были выявлены области, наиболее подверженные размагничиванию, и предложено удалить из них магниты. Для этого с помощью специально разработанного программного кода определялось конкретное место и количество магнитного материала,

которое необходимо удалить. В результате в рассчитанной таким способом и изготовленной МС удалось увеличить максимальную напряженность поля до ~25 кЭ, успешно апробировав тем самым новый метод борьбы с размагничиванием, который планируется использовать и в дальнейшем.

Для получения самых больших полей в настоящее время используются МС с существенно более сложным распределением намагниченностей. У этого метода много разновидностей и названий: магическая сфера, цилиндр Хальбахта и т. д. [13–16]. Однако реализация данной идеи чрезвычайно трудна. Сложное распределение намагниченностей обеспечивается слоями из однородно намагниченных сегментов, каждый из которых имеет при разных радиусах разную толщину и свое направление намагниченности.

В рассматриваемой МС мы получили поля на оси, превышающие 25 кЭ. Система схематически изображена на рис.1. Она состоит из четырех радиальных колец с наружным диаметром $D = 124$ мм и толщиной $h = 28$ мм и одного аксиального кольца в центре с $D = 100$ мм, $h = 18$ мм и внутренним диаметром $d = 21$ мм. Диаметр «чистой» апертуры МС составил 13 мм. Все радиальные магниты имеют остаточную индукцию $B_r = 1.32$ кГс, а аксиальное кольцо – 1.1 кГс. МС имеет три магнитопровода, один из которых снаружи замыкает полюсы радиальных магнитов и выполняет роль корпуса. Более важную роль играют внутренние магнитопроводы. Они сделаны из чистого железа с индукцией насыщения 20.3 кГс.

На рис.2 показаны распределения поля в МС. Неоднородность проинтегрированного по длине кристалла TGG магнитного поля (относительная разность углов поворота плоскости поляризации на периферии апертуры и в центре) составляет ~5% при $r = 6.5$ мм и ~2% при $r = 4$ мм. При этом суммарная деполяризация излучения в изоляторе, обусловленная этой неоднородностью, не превышала 10^{-4} , что на порядок меньше термонаведенной деполяризации при работе с излучением большой мощности.

Магнитная система рассчитывалась с помощью двух программ: специализированного для ИФ с большими маг-

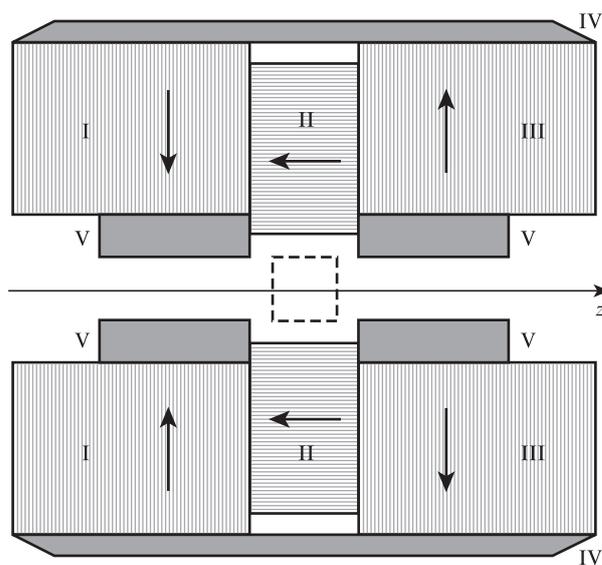


Рис.1. Принципиальная схема магнитной системы ИФ: области I, III – радиально намагниченные кольца; область II – аксиально намагниченное кольцо; области IV, V – магнитопровод; штриховой прямоугольник – кристалл TGG.

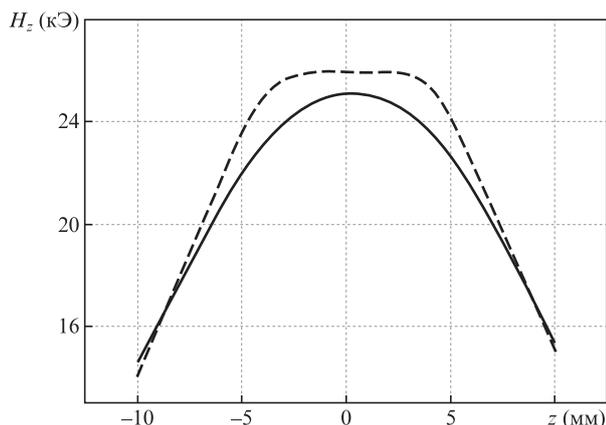


Рис.2. Рассчитанные распределения магнитного поля в МС при $r = 0$ (сплошная кривая) и 4 мм (штриховая кривая).

нитными полями программного пакета, разработанного в ИПФ РАН, и коммерческого продукта ELcut, разрабатываемого компанией «Тор» (Санкт-Петербург).

3. Оптические характеристики ИФ

Схема экспериментальной установки приведена на рис.3. Непрерывное линейно поляризованное излучение на длине волны 1076 нм одномодового иттербиевого волоконного лазера 1 (IPG Photonics) использовалось одновременно в качестве греющего и зондирующего излучения. МОЭ представлял собой кристалл TGG длиной 9 мм и диаметром 13 мм с показателем поглощения $\alpha = 1.3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Максимальная мощность лазера составляла 330 Вт. Излучение лазера 1 направлялось на исследуемый ИФ 2, после прохождения через него отражалось от глухого зеркала 3 с коэффициентом отражения 99% и проходило через изолятор второй раз, а затем попадало на поглотитель 4. Таким образом, суммарная мощность греющего излучения, проходящего через МОЭ, удваивалась. Нагрев МОЭ из-за поглощения приводил к деполаризации излучения. Ослабленный пучок, прошедший через зеркало, направлялся на клин 5 и делился на два пучка с ортогональными поляризациями. Деполаризованная составляющая направлялась на CCD-камеру 6. Вращение клина 5 позволяло контролировать изменение угла поворота плоскости поляризации при изменении мощности проходящего излучения.

Необходимо отметить, что γ может целиком определяться как тепловыми эффектами, так и «холодной» деполаризацией, вклад в которую дают качество МОЭ и неоднородность магнитного поля. Зависимость деполаризации от мощности излучения, проходящего через ИФ, представлена на рис.4. Штриховой линией на этом рисунке показана теоретическая зависимость (3) при $\kappa = 5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ [10], $Q = 17 \times 10^{-7} \text{ К}^{-1}$ [10] и $\alpha = 1.3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Другой значимой характеристикой ИФ является угол поворота плоскости поляризации. При прохождении че-

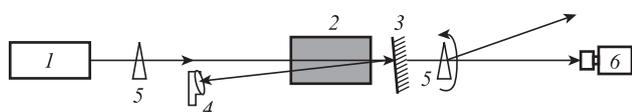


Рис.3. Схема экспериментальной установки: 1 – иттербиевый волоконный лазер; 2 – исследуемый ИФ; 3 – зеркало; 4 – поглотитель; 5 – клинья из исландского шпата; 6 – CCD-камера.

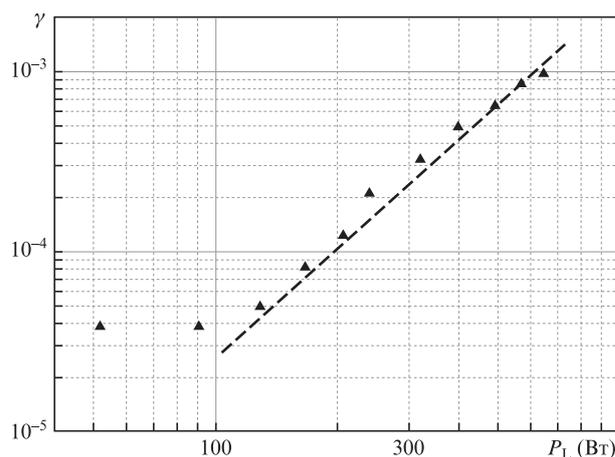


Рис.4. Зависимость деполаризации от мощности излучения, проходящего через исследуемый ИФ. Штриховая линия – теоретическая зависимость (3).

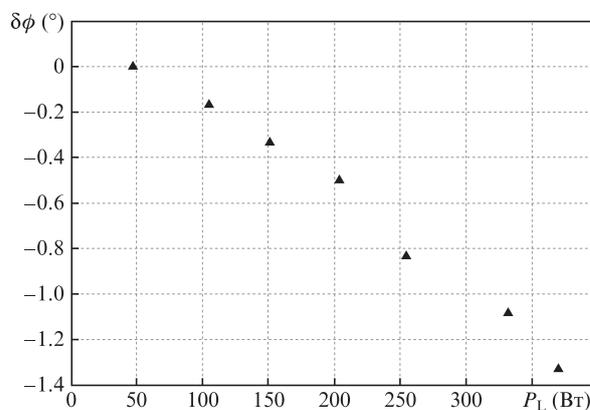


Рис.5. Зависимость изменения угла поворота плоскости поляризации излучения, проходящего через ИФ, от его мощности.

рез ИФ мощного излучения МОЭ нагревается, что приводит к уменьшению угла поворота плоскости поляризации из-за зависимости постоянной Верде от температуры. При подстройке угла наклона оси поляризатора влиянием этого эффекта на степень изоляции можно пренебречь [3]. В то же время неизбежным следствием нагрева является увеличение потерь на первом проходе через ИФ. Из рис.5 видно, что увеличение мощности излучения от 0 до 400 Вт приведет к уменьшению угла поворота на 1.4° , что соответствует потерям в ИФ на первом проходе, равным $\sim 0.06\%$ мощности излучения. Отметим, что этой проблемы можно избежать, если термостабилизировать МОЭ (например, с помощью элемента Пельтье [17]).

Еще одним важным параметром ИФ является время его выхода на стационарный режим, поскольку требуется некоторое время на нагрев МОЭ до постоянной температуры после начала работы. На рис.6 показана экспериментально измеренная зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения, проходящего через ИФ, от времени его работы. Видно, что время выхода исследуемого ИФ на стационарный режим составляет ~ 5 мин при мощности излучения 650 Вт.

Были проведены измерения фокусного расстояния F тепловой линзы, возникающей в МОЭ. Их результаты представлены на рис.7 и хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов, для выполнения которых использовалась формула [18]

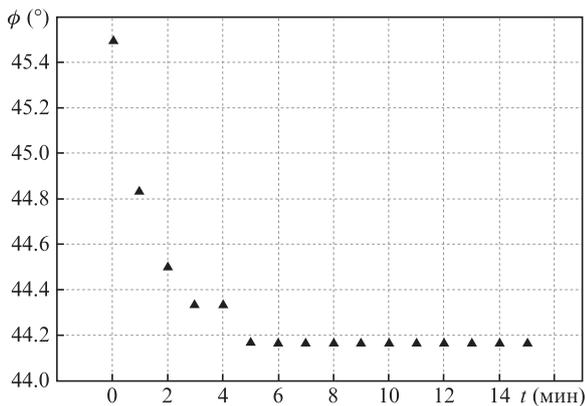


Рис.6. Зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения мощностью 650 Вт, проходящего через ИФ, от времени его работы.

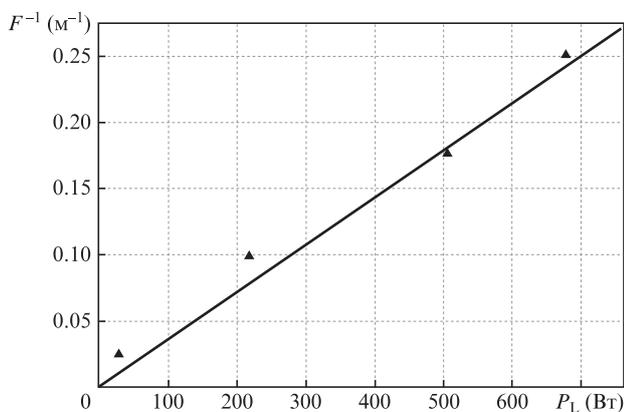


Рис.7. Зависимость обратного фокусного расстояния тепловой линзы от мощности греющего излучения. Точки – эксперимент, сплошная линия – расчет.

$$F = \frac{4\pi k a^2}{P_L L \alpha Q},$$

где $Q = 17 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$; a – радиус гауссова пучка по уровню $1/e$, который в проводимом эксперименте был равен 0.97 мм. При мощности излучения 650 Вт фокусное расстояние тепловой линзы составило 4 м.

Важно отметить, что уменьшение длины МОЭ, достигаемое за счет увеличения напряженности магнитного поля, не только позволяет уменьшить тепловыделение, но и, приближая геометрию элемента к дисковой геометрии, открывает новые возможности для организации теплоотвода через оптические поверхности МОЭ [19, 20]. Если обеспечить торцевой теплоотвод в исследуемом ИФ, например с помощью оптической сварки МОЭ с кристаллами YAG, предложенной в [21], уже при существующем аспектном отношении магнитооптического элемента D/L можно дополнительно уменьшить термонаведенную деполяризацию γ на $\sim 20\%$. А замена МОЭ из кристалла TGG на TAG-керамику [22, 23] в предлагаемой МС позволит уменьшить γ в 1.8 раза. При этом γ уменьшится в 1.3 раза за счет уменьшения длины МОЭ из-за большей (на $\sim 30\%$ [22, 23]) константы Верде TAG-керамики и еще

в 1.4 раза – за счет более эффективного использования дисковой геометрии [19, 20]. Такое усовершенствование МОЭ изолятора Фарадея при сохранении МС позволит увеличить допустимую мощность излучения до 1 кВт при той же степени изоляции 30 дБ.

4. Заключение

В настоящей работе экспериментально исследован собранный по традиционной схеме ИФ, который обеспечивает степень изоляции ~ 30 дБ при средней мощности излучения лазера ~ 650 Вт. Столь высокая допустимая мощность обусловлена двумя факторами. Во-первых, в МС удалось увеличить напряженность поля до 25 кЭ, что позволило уменьшить длину МОЭ. Во-вторых, в качестве МОЭ использовался кристалл TGG с меньшим показателем поглощения. Эти два фактора позволили уменьшить выделение тепла в МОЭ, вызванное поглощением лазерного излучения в нем, и тем самым снизить термонаведенную деполяризацию.

При создании МС изолятора была отработана методика борьбы с размагничиванием ее центральной области. Дальнейшее развитие и использование этой методики позволит реализовывать еще более сильные поля и, следовательно, применять еще более короткие МОЭ.

1. Зарубина Т.В., Петровский Г.Т. *Оптический журн.*, **59**, 48 (1992).
2. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **26**, 59 (1999).
3. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Tanner D., Reitze D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1116 (1999).
4. Мухин И.Б., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **34**, 973 (2004).
5. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **31**, 351 (2001).
6. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. *Appl. Opt.*, **41** (3), 483 (2002).
7. Андреев Н.Ф., Палашов О.В., Потемкин А.К., Райтци Д.Х., Сергеев А.М., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **30**, 1107 (2000).
8. Войтович А.В., Катин Е.В., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **37**, 471 (2007).
9. Nicklaus K., Daniels M., Hohn R., Hoffmann D., in *Advanced Solid-State Photonics* (Incline Village, Nevada, USA, 2006, p. MB7).
10. Zhelezov D.S., Khazanov E.A., Mukhin I.B., Palashov O.V. *Proc. 12th Conf. on Laser Optics* (St. Petersburg, 2006, TuR1–p21).
11. Zhelezov D.S., Khazanov E.A., Mukhin I.B., Palashov O.V., Voytovich A.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 451 (2007).
12. Mukhin I.B., Voitovich A.V., Palashov O.V., Khazanov E.A. *Opt. Commun.*, **282**, 1969 (2009).
13. Trenc G., Volondat W., Cugat O., Vigue J. *Appl. Opt.*, **50** (24), 4788 (2011).
14. Zijlstra H. *Philips J. Res.*, **40**, 259 (1985).
15. Halbach K. *Nucl. Instrum. Methods*, **169**, 1 (1980).
16. Halbach K. *Nucl. Instrum. Methods*, **187**, 109 (1981).
17. Палашов О.В., Иевлев И.В., Перевезенцев Е.А., Катин Е.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **41**, 858 (2011).
18. Perevezentsev E., Poteomkin A., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **46** (5), 774 (2007).
19. Zhelezov D.S., Khazanov E.A., Mukhin I.B., Palashov O.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6610**, 66100F (2007).
20. Zhelezov D.S., Starobor A.V., Palashov O.V., Khazanov E.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 4 (2012).
21. Mukhin I.B., Perevezentsev E.A., Palashov O.V. *Proc. 15th Conf. on Laser Optics* (St. Petersburg, 2012, ThR1–p27).
22. Lin H., Zhou S., Teng H. *Opt. Mater.*, **33**, 1833 (2011).
23. Geho M., Sekijima T., Fujii T. *J. Cryst. Growth*, **267**, 188 (2004).