

О РАЗМЕРАХ ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПУЧКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

М.Н. Якименко

Для процесса взаимодействия оптического излучения с пучком релятивистских частиц рассмотрено влияние параметров фокусирующей системы оптического излучения на размеры области взаимодействия и светимость. Показано, что длина области взаимодействия не является свободным параметром, а зависит от параметров фокусирующей системы.

При обсуждении эффективности метода обратного комптоновского рассеяния (ОКР) фотонов лазерного света на релятивистских электронах ускорителя или накопителя пользуются понятием светимости L , широко применяемым в физике встречных пучков:

$$L = N_1 N_2 f_1 f_2 l / Sc, \quad (1)$$

где N_1 и N_2 — число частиц во взаимодействующих пучках; f_1 и f_2 — частоты прохождения пучков через область встречи; l — длина области взаимодействия; S — наибольшая из площадей поперечного сечения взаимодействующих пучков; c — скорость света.

Особенностью области взаимодействия в случае ОКР является то обстоятельство, что сечение первичного фотонного пучка существенно меняется вдоль нее вследствие фокусировки. Такое изменение сечения следовало бы учитывать при определении длины области взаимодействия, однако на практике длина этой области задается из геометрических соображений.

Не будем учитывать временную структуру взаимодействующих пучков, считая, что длительность импульса лазера T_L много больше периода обращения электронов в кольце ускорителя или накопителя, а также для простоты расчетов предположим, что распределения интенсивностей пучков по сечению соответствуют нормальному закону, а сечения пучков круглые. Тогда формула (1) применительно к случаю ОКР принимает вид $1/l$:

$$L = \frac{N_e N_L f}{c T_L} \int_{l_r} dx \int_S \frac{r dr d\varphi}{4\pi^2 \sigma_L^2 \sigma_e^2} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{\sigma_L^2} + \frac{r^2}{\sigma_e^2} \right) \right], \quad (2)$$

где 2σ — среднеквадратичный поперечный размер пучка; индексы "e" и "L" относятся соответственно к электронному и лазерному пучкам, а интегрирование проводится по всей области взаимодействия, длина которой l_r . Определим площади сечения пучков как $S = \pi\sigma^2$. Тогда преобразуя (2), получим

$$L = (N_e N_L f / c T_L) \int_{l_r} dx (S_L + S_e)^{-1}. \quad (3)$$

Если лазерный пучок фокусируется линзой с эффективной апертурой D и фокусным расстоянием F в геометрический центр области взаимодействия, то площадь сечения лазерного пучка на расстоянии x от центра области определяется формулой

$$S(x) = S_0 + (\pi/4) (xD/F)^2, \quad (4)$$

где $S_0 = \pi(aF)^2/4$ — площадь сечения лазерного пучка в точке фокуса (a — угловая расходимость пучка). Для идеализированного одномодового лазера и идеальной оптической системы фокусировки $a = \lambda/D$.

Предположим, что отсутствуют геометрические ограничения на область взаимодействия ($l_r \rightarrow \infty$). Тогда, подставив (4) в (3) и проведя интегрирование в бесконечных пределах, получим

$$L = (4N_e N_L f / c T_L D) (a^2 + 4\sigma_e^2 / F^2)^{-1/2}. \quad (5)$$

Видно, что при $S_e \ll S_L$ светимость не зависит от диаметра фокального пятна aF . При сжатии лазерного луча (за счет уменьшения F) до $S_0 = S_e$ светимость в 1,41 раза меньше оптимальной.

Введем эффективную длину области взаимодействия l_{ef} , переписав (5) в виде

$$L = N_e N_L f l_{ef} / c T_L (S_0 + S_e). \quad (6)$$

Сравнивая (5) и (6), получим

$$l_{ef} = \frac{4(S_0 + S_e)}{D(a^2 + 4\sigma_e^2 / F^2)^{1/2}} = \frac{\pi F}{D} (a^2 F^2 + 4\sigma_e^2)^{1/2}. \quad (7)$$

В частности, для установки РОКК-1 на накопителе ВЭП-4 ИЯФ СО АН СССР $l_{ef} \approx 700$ мм при геометрической длине области взаимодействия l_r около 2 м.

Из формулы (7) видно, что с уменьшением F сокращается l_{ef} . При $S_0 \ll S_e$ эффективная длина области взаимодействия (как и светимость) пропорциональна F^* . В случае, если l_{ef} становится сравнимой или меньше l_r , вычисление интегралов в (3) приводит к выражению

$$L = \frac{8N_e N_L f}{\pi c T_L D (a^2 + 4\sigma_e^2 / F^2)^{1/2}} \arctg \frac{D l_r}{2F^2 (a^2 + 4\sigma_e^2 / F^2)^{1/2}}.$$

На рис. 1 представлены результаты расчета светимости взаимодействия пучков в зависимости от параметров, определяющих область взаимодействия (a , F , σ_e). Кружками отмечены места выполнения условия $aF = 2\sigma_e$. Кривые можно грубо аппроксимировать трапециями, положение левого склона которых

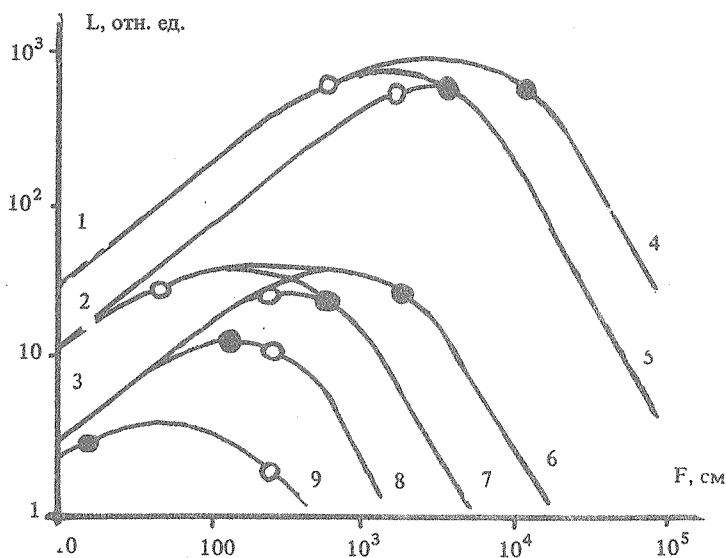


Рис. 1. Зависимости светимости L от фокусного расстояния F при различных значениях параметров $2\sigma_e$, a , l_r (см. табл. 1).

* Формулы (5) и (7) неприменимы в случае, когда лазерный пучок сформирован квазипараллельным. Однако можно показать, что при самых оптимальных параметрах в этом случае светимость будет ниже. При этом, естественно, она будет пропорциональна l_r .

определяется размером электронного пучка, правого — выполнением условия $l_{ef} = l_r$, а "плато" — естественной расходимостью лазерного пучка. Если условие $l_r \ll l_{ef}$ (черные точки) выполняется одновременно с условием $aF < 2\sigma_e$, то аппроксимирующая трапеция вырождается в треугольник, и оптимальная светимость достигнута быть не может.

Таблица 1

Кривая	1-4	1-5	2-5	2-6	2-7	3-6	3-7	3-8	3-9
$2\sigma_e$, см	0,015	0,015	0,044	0,044	0,044	0,25	0,25	0,25	0,25
a	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}
l_r , см	2000	200	200	2000	200	2000	200	20	2

Таким образом, при взаимодействии оптического излучения с пучками релятивистских частиц длина области взаимодействия в оптимальном случае не является свободным параметром, а зависит от размеров фокального пятна, определяемых естественной расходимостью пучка света и фокусным расстоянием собирающей линзы. Хотя эти выводы, строго говоря, сделаны для пучков круглого сечения, подчиняющихся нормальному распределению, характер зависимостей сохраняется и для реальных пучков эллипсоидальной формы с распределением частиц, отличным от нормального.

ЛИТЕРАТУРА

1. К е з е р а ш в и л и Г. Я. Канд. диссертация. ИЯФ СО АН, Новосибирск, 1986; В о р о б ь е в П. В. и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1982, т. 2, с. 272.
2. К а з а к о в А. А. и др. Труды II Международного семинара по спиновым явлениям в физике высоких энергий. Серпухов, 1985, с. 140; Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1985, т. 2, с. 268.

Поступила в редакцию 11 марта 1988 г.