

крупными частицами по сравнению с впадинами, высота их 2—3 см, расстояние между ними 40—60 см.

Распределение скоростей по сечению потока изображено на рис. 3, показывающем, что придонная область характеризуется резким уменьшением скоростей при повышенной шероховатости дна. На рис. 4 в полулогарифмическом масштабе приведены кривые распределения скорости по вертикали. Видно, что полученная зависимость достаточно хорошо описывается уравнением вида $u = A\gamma + B$, где u — скорость потока на расстоянии y от дна.

Таким образом, в процессе размыва неоднородных грунтов меняются как условия размыва, так и сама размываемая среда. Грунт по мере размыва становится более грубодисперсным, на его поверхности постепенно накапливаются крупные частицы, которые увеличивают шероховатость дна, снижая тем самым среднюю скорость потока.

Полученные данные могут быть использованы для прогноза глубины размыва и оценки гранулометрического состава твердого расхода при размыве глинисто-щебнистых грунтов, сходных по строению с изученным.

При дальнейшем изучении процессов размыва в неоднородных материалах заслуживает внимания исследование пульсационных характеристик поля скоростей и их влияния на размывающую способность потока.

Таким образом, при размыве неоднородных по гранулометрическому составу грунтов движение слагающих их частиц происходит при меньших скоростях, чем в случае, если бы все частицы грунта имели одинаковый размер, а распределение скорости по глубине потока при размыве неоднородных по гранулометрическому составу грунтов хорошо описывается логарифмическим законом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Великанов М. А. Динамика русловых потоков, т. 2. Наносы и русло. М., 1955.
2. Мирцхулава Ц. Е. Размыв русел и методика оценки их устойчивости. М., 1967.

Поступила в редакцию
6.7 1973 г.

Кафедра физики моря
и вод суши
Кафедра инженерной геологии
геологического ф-та

УДК 533.951.8

В. К. ГРИШИН

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ПУЧКАМИ В НЕОДНОРОДНОМ ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как известно, в настоящее время большое внимание уделяется исследованию с интенсивными электронными пучками. Большая энергия, запасаемая в пучках (так пучок с током $I=200$ КА и энергией электронов $E=10$ МэВ при длительности $t=50$ нс несет энергию $W=100$ КДж) позволяет использовать такие пучки в экспериментах с мощным импульсным воздействием. Среди последних — эксперименты по возбуждению электромагнитных полей больших амплитуд (генераторы СВЧ, ускорители тяжелых ионов) [1, 2], ударное воздействие пучков на вещества и т. д.

В настоящей работе обсуждается один из способов расширения экспериментальных возможностей использования пучков с релятивистскими электронами. Нетрудно видеть, что в исследованиях полезно иметь дело с интенсивными пучками электронов высоких энергий, имеющих, однако, относительно малую продольную скорость (достаточно указать, что длина продольного пробега электронов в веществе резко сокращается). Такая ситуация становится возможной, если электронный пучок распространяется в неоднородном продольном магнитном поле. Продольное магнитное поле весьма часто используется в экспериментах с пучками, в частности, для поперечной стабилизации пучка, выделения некоторых типов пучково-плазменных колебаний и т. д. Так, минимальная амплитуда продольного поля B для удержания частиц в некомпенсированном пучке определяется условием

$$B^2/8\pi > IE/c\beta_{\parallel} \gamma_{\parallel}^2 S, \quad (1)$$

где I — ток пучка с площадью сечения S , $u_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$ — продольная скорость частиц с полной энергией $E = E_0 \gamma_{\parallel}^2 = (1 - \beta_{\parallel}^2)^{-1/2}$.

Если магнитное поле неоднородно возрастает вдоль оси, то, как известно, энергия продольного движения переходит в поперечное (полная энергия E остается неизменной). В результате, пучок при соответствующем возрастании продольного поля может тормозиться, не теряя энергии, до самых малых скоростей распространения. С точки зрения продольного движения такой пучок эквивалентен потоку более тяжелых, но медленных частиц¹.

Отметим ряд интересных экспериментов, в которых использование пучков «тяжелых» медленных электронов кажется весьма обещающим.

Это прежде всего эксперименты по возбуждению волн в замедляющей системе, например, в плазме, диафрагмированном волноводе и т. п. Такая схема оказывается благоприятной для генерации волн² с регулируемой фазовой скоростью. Как известно, в системе пучок-плазма в магнитном поле могут возникать волны с частотами $\omega = k\beta_{\parallel}c \pm |n|\Omega$, где k — продольный волновой вектор, Ω — циклотронная частота частиц пучка. При соответствующем выборе параметров медленные волны с фазовой скоростью $v_{\phi} = \beta_{\parallel}c - \Omega/k \ll c$ могут возникать при скорости пучка $\beta_{\parallel} \sim 1$ (циклотронный резонанс (см. [3]) — это колебания с длиной волны $\beta_{\parallel} \approx 1$ см). Однако практически в системе будут возбуждаться более длинноволновые колебания в диапазоне частот $\omega = k\beta_{\parallel}c$ ($n=0$, черенковский резонанс), как обладающие наибольшим инкрементом [4]. Поэтому реальной средой для возбуждения медленных волн является «заторможенный» в неоднородном поле пучок с $\beta_{\parallel} \ll 1$. Волны возбуждаются пучком в диапазоне частот $\omega = k\beta_{\parallel}c$. При этом появляется также дополнительная возможность управления амплитудой волн, поскольку последняя зависит от плотности n_1 пучка (здесь $n_1 \sim V/\beta_{\parallel}$) и его скорости. Так, в плазме предельная амплитуда для колебаний на ленгмюровской частоте (из квазилинейных оценок) [1]

$$E_{\max} \approx \frac{E}{e} (n_{i0}B / \sqrt{k} \gamma B_i)^{2/3}, \quad (2)$$

где n_i и B_i — плотность пучка в поле в области инжекции в неоднородное поле.

Система с переменной (и малой) скоростью распространения частиц кажется особенно перспективной для ускорения тяжелых частиц. Тяжелые частицы с массой M захватываются бегущей продольной волной с частотой ω и фазовой скоростью $v_{\phi} \approx \beta_{\parallel}c$, если ее амплитуда $\mathcal{E} \geq Mv_{\phi}\omega/2e$. Поэтому при $E \geq 10+50$ Кв/см протоны будут захватываться, если фазовая скорость волны снизится до $\beta_{\phi} \leq 0,1-0,05$. В дальнейшем, если скорость пучка опять возрастает, то захваченные протоны могут ускоряться до релятивистских энергий.

Ряд любопытных возможностей открывается также в экспериментах с короткими электронными сгустками. При резком уменьшении скорости пучка его протяженность сокращается до размеров менее метра. Такой короткий, но весьма интенсивный пучок может быть использован для возбуждения одиночных волн большой амплитуды, минуя стадию их линейного нарастания. При этом, если система будет обладать замедляющими свойствами, продольная конфигурация пучка будет удерживаться собственными полями [5]. Это создает благоприятное условие для наблюдения волн на стадии сильнолинейного состояния (регуляризация колебаний, самосжатие и т. д., см. [6]).

Наконец, выше уже отмечались эксперименты с ударным воздействием пучка на различные материалы. Снижение продольной скорости частиц до $\beta_{\parallel} \sim 0,01$ позволяет за счет искривления траекторий частиц выделять всю энергию пучка в слое вещества толщиной менее 0,1 см (речь идет о некогерентных потерях).

Необходимое нарастание продольного поля нетрудно оценить. Полагая, что поле практически однородно в поперечной плоскости, записываем соотношение

$$\beta_{\parallel}(z) = \frac{1}{E} \sqrt{E^2 - E_0^2 - p_{\perp i}^2 B(z)/B_i}, \quad (3)$$

которое связывает продольную скорость частиц в произвольной точке z с величиной поля $B(z)$ через начальные значения поперечного импульса $p_{\perp i}$ и поля B_i . Так, при $(p_{\perp i}/p_{\parallel i}) \sim 0,1$ частицы практически останавливаются, если $B/B_i \sim 10^2$, что составляет десятки кГс. В общем последняя цифра предъявляет довольно жесткие требования к системе, обеспечивающей магнитное поле. Правда, следует учесть, что в районе максимальной амплитуды поля объем пространства может быть довольно малым,

¹ Этот факт используется в магнитных ловушках, где магнитные пробки отражают частицы. Торможение частиц возможно также и собственным потенциалом пучка, если ток превышает критическое значение, однако тогда частица теряет энергию.

² Такая система может быть использована также для генерации миллиметровых и субмиллиметровых волн, возникающих вследствие синхротронного излучения.

т. е. диаметр поперечного сечения пучка резко уменьшается (диаметр пучка и лармовских «кружков» отдельных частиц убывает как $1/\sqrt{B}$). Последнее обстоятельство может оказаться весьма полезным с точки зрения применения пучка, поскольку пучок оказывается хорошо сфокусированным в поперечной плоскости.

Большие практические затруднения может вызвать в экспериментах с некомпенсированным пучком проблема поперечной стабилизации и продольного торможения частиц собственным потенциалом пучка. Последнее обстоятельство в любой схеме накладывает серьезные ограничения на интенсивность пучка в экспериментах с изолированной мишенью. Возможным решением этой проблемы может быть схема с разномноженно заряженными пучками.

Автор выражает благодарность А. А. Коломенскому за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. «Успехи физических наук», **103**, 609, 1971.
2. Коломенский А. А. «Успехи физических наук», **93**, 593, 1969; Файнберг Я. Б. **93**, 603, 1969.
3. Sloan M. L., Drummond W. E. «Phys. Rev. Lett.», **31**, 1973.
4. Михайловский А. В. Теория плазменных неустойчивостей, т. 1. М., 1970.
5. Гришин В. Г. К вопросу о применении пучковой системы для коллективного ускорения. ЖТФ, **45**, 672, 1975.
6. Рабинович М. С., Цытович В. Н. «Успехи физических наук», **113**, 353, 1974.

Поступила в редакцию
11.12 1974 г.

НИИЯФ

УДК 541.138

М. А. ВОРОТЫНЦЕВ, Г. М. ЧОНИШВИЛИ

РАСЧЕТ ФАКТОРА ТУННЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА ПРОТОНА

Общая квантовая теория процессов переноса протона в полярных средах была развита в работах [1—3]. В этих работах было показано, что перенос протона осуществляется подбарьерным (туннельным) образом. В соответствии с этим изотопический эффект практически полностью определяется трансмиссионным коэффициентом. В работах [4—5] был проведен расчет изотопического эффекта в упрощенной модели, когда движение протона является одномерным. В настоящей работе будет рассмотрена более реалистическая модель, согласно которой протон совершает трехмерное колебательное движение в поле неподвижного остова молекулы. Иными словами, мы будем рассматривать такие процессы:



в ходе которых не происходит перестройка ядерной конфигурации (и изменение частот колебаний) фрагментов A и M . Для простоты в дальнейшем принимаем, что две деформационные частоты протона в молекуле имеют равные значения, отличные от валентной частоты. В этом случае поверхности потенциальной энергии начального и конечного состояний можно записать в виде

$$U_i = \frac{m(\omega_v^i)^2}{2} (x_1^i - x_{10}^i)^2 + \frac{m(\omega_d^i)^2}{2} [(x_2^i - x_{20}^i)^2 + (x_3^i - x_{30}^i)^2] + U_s^i(Q),$$

$$U_f = \frac{m(\omega_v^f)^2}{2} (x_1^f)^2 + \frac{m(\omega_d^f)^2}{2} [(x_2^f)^2 + (x_3^f)^2] + U_s^f(Q) + \Delta I, \quad (2)$$

где m — масса протона, ω_v^i и ω_v^f — частоты валентных колебаний частиц AH^+ и MH ; ω_d^i и ω_d^f — частоты деформационных колебаний частиц AH^+ и MH , координаты x_α^i и x_β^f связаны преобразованием поворота (см. рис.)